



Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopées erbium

C. Billet

► To cite this version:

C. Billet. Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopées erbium. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2006. Français. NNT : . tel-00373730

HAL Id: tel-00373730

<https://theses.hal.science/tel-00373730>

Submitted on 7 Apr 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'U.F.R DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE-COMTÉ**

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

**GÉNÉRATION DE SIMILARITONS OPTIQUES DANS
DES AMPLIFICATEURS À FIBRES DOPÉES
ERBIUM**

par

Cyril BILLET

Soutenue le 6 juin 2006 devant la commission d'examen :

Président	H. Maillotte	Directeur de Recherche CNRS à l'Université de Franche Comté
Rapporteurs	T. Erneux	Maître de Recherche FNRS à l'Université Libre de Bruxelles
	P. Georges	Directeur de Recherche CNRS à l'Institut d'Optique d'Orsay
Examineurs	J.M. Dudley	Professeur des Universités à l'Université de Franche Comté
	G. Millot	Professeur des Universités à l'Université de Bourgogne
	P.A. Lacourt	Maître de Conférences à l'Université de Franche Comté

REMERCIEMENTS

Ce travail de recherche a été effectué à l'institut FEMTO-ST (UMR 6174) au sein du Laboratoire d'Optique Pierre-Michel Duffieux. Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Daniel Van Labeke son ancien Directeur pour m'avoir accueilli dans cette structure ainsi que son successeur Monsieur Hervé Maillotte pour avoir présidé mon jury de Thèse. Je souhaite exprimer ma profonde gratitude envers Monsieur John Dudley qui m'a proposé ce sujet de recherche et a répondu à toutes mes sollicitations au cours de ces quatre années. Mes remerciements s'adressent aussi au Ministère délégué à l'Enseignement supérieur et à la Recherche ainsi qu'à l'Université de Franche Comté pour leur soutien financier.

Je remercie particulièrement les différents membres du jury, Messieurs Thomas Erneux et Patrick Georges, rapporteurs de ce travail ainsi que Monsieur Pierre Ambroise Lacourt pour sa brillante première participation en tant que juré. Mes pensées vont également à Monsieur Guy Millot.

Je tiens enfin à témoigner ma reconnaissance à l'ensemble de l'équipe Opto pour la bonne ambiance de travail, sans oublier tous les thésards, docteurs et chercheurs des différentes équipes du Laboratoire ainsi que Denis Bitschene, Ludovic Gauthier-Manuel, Yves Duboc et au titre des collaborations Christophe Finot.

Un grand merci à ma famille qui m'a soutenu tous au long de mes études.

Table des matières

Introduction	1
1 Rappels sur les ondes guidées	5
1.1 Équations de Maxwell	7
1.2 Réponse linéaire et non-linéaire du milieu	8
1.2.1 Réponse linéaire du milieu	8
1.2.2 Réponse non-linéaire	9
1.2.3 Effet Kerr optique	10
1.2.4 Diffusion Raman	11
1.3 Dispersion chromatique	12
1.4 Equations de propagation des ondes guidées	13
1.4.1 Equation non-linéaire de Schrödinger	13
1.4.2 Modélisation de l'effet Raman	15
1.4.3 Modélisation du gain dans une fibre dopée	15
1.5 Régimes de propagation caractéristiques	17
1.5.1 Propagation en régime purement dispersif	17
1.5.2 Propagation en régime purement non-linéaire	18
1.6 Conclusion	19
2 L'autosimilarité et le similariton optique	21
2.1 Le phénomène de wave breaking	24
2.2 Génération des similaritons dans les milieux actifs	26
2.2.1 La théorie généralisée des similaritons	26
2.2.1.1 Le régime asymptotique principal	27
2.2.1.2 Le régime asymptotique intermédiaire	29
2.2.1.3 Critères de fonctionnement d'un amplificateur à similaritons	30
2.2.2 Influences de l'évolution longitudinale du gain	31
2.2.3 Génération d'ondes solitaires	32
2.3 Génération de similaritons dans les milieux passifs	33
3 Caractérisation d'impulsions par la technique SHG-FROG	35
3.1 L'autocorrélateur d'intensité	37
3.2 Caractérisation par corrélation résolue en fréquence	39
3.2.1 Principe de la technique	39
3.2.2 Le système de caractérisation SHG-FROG	40

3.3	Algorithme de récupération du champ électrique	41
3.3.1	Méthode de la projection généralisée	42
3.3.2	Introduction de la contrainte	44
3.3.3	Récupération du champ $E(t)$ et de la fonction porte $G(t)$	44
3.3.4	Critère de convergence	45
3.3.5	Influence du bruit dans la caractérisation des similaritons	46
3.4	Conclusion	50
4	Dispositifs expérimentaux	51
4.1	Dispositif expérimental de génération de similaritons	53
4.1.1	Le laser impulsionnel	53
4.1.2	Le dispositif d'amplification	54
4.1.2.1	Le laser de pompe	55
4.1.2.2	Le système de multiplexage/démultiplexage	55
4.1.2.3	La fibre dopée erbium	55
4.1.3	Modélisation par un système à trois niveaux	56
4.1.3.1	Les paramètres du modèle d'amplificateur fibré	57
4.1.3.2	Détermination de la longueur de fibre dopée	57
4.2	Dispositif expérimental pour la compression	59
4.2.0.3	La fibre fortement non-linéaire	59
4.2.0.4	La fibre à bande interdite photonique	59
4.3	Dispositif expérimental de caractérisation	60
4.3.1	Les systèmes d'injection	60
4.3.2	La lame séparatrice et les rétrorélecteurs	60
4.3.3	Le miroir et le parallélisme des faisceaux	61
4.3.4	Récupération du signal de second harmonique	61
4.3.5	Le contrôle de la polarisation	62
4.3.6	L'autocorrélation d'intensité des impulsions	63
4.3.7	Le programme de pilotage du FROG	63
4.3.7.1	L'interface de contrôle	64
4.3.7.2	L'initialisation	64
4.3.7.3	Construction de la trace FROG	64
4.3.7.4	Mise en forme des données	65
5	Résultats expérimentaux : Génération de similaritons	67
5.1	Génération de similaritons	69
5.2	Principales caractéristiques de l'amplificateur	71
5.3	Evolution d'une impulsion vers un similariton	72
5.3.1	Mise en œuvre du modèle numérique	72
5.3.1.1	Modèle standard de l'amplificateur à fibre dopée	73
5.3.1.2	Implantation de la limitation spectrale du gain	75
5.3.2	Evolution du similariton dans l'amplificateur	76
5.4	Profil spectral de gain et stabilité du similariton	78
5.5	Influences de la technique de pompage	79
5.5.1	Paramètres des modélisations numériques	79
5.5.2	Dispositif expérimental	79
5.5.3	Résultats numériques et expérimentaux	80

5.6	Compression de similaritons	82
5.6.1	Dispersion de temps de groupe et compression	83
5.6.2	Théorie de la compression de similaritons	83
5.6.3	Estimation de la qualité de l'impulsion comprimée	84
5.6.4	Estimation des potentialités de l'amplificateur	84
5.6.5	Processus d'élargissement spectral du similariton	85
5.6.5.1	Dispositif expérimental	86
5.6.5.2	Limitation de l'expansion spectrale par la diffusion Raman .	86
5.6.5.3	Propagation autosimilaire des similaritons dans une fibre pas- sive	87
5.6.6	Compression des similaritons	88
5.6.6.1	Résultats expérimentaux de compression	89
5.6.7	Conclusion	91
Conclusion et perspectives		91
Tables des acronymes		94
A Annexes		97
A.1	Phase et chirp	99
A.2	Profils impuls ionnels et paramètres caractéristiques	99
A.3	Accord de phase de type I pour le BBO	100
A.3.1	Angle d'accord de phase	100
A.3.2	Tolérance angulaire de l'angle d'accord de phase	100
A.3.3	Détermination de l'angle de la polarisation incidente	101
A.3.4	Accord de phase en géométrie non colinéaire	101
A.3.5	Efficacité de conversion du BBO	103
A.3.6	Bande spectrale d'accord de phase	104
B Caractéristiques des fibres optiques		107
Communications & Publications		116
Bibliographie		118

Introduction

L'étude des effets non-linéaires constitue aujourd'hui une partie importante des recherches en Optique, ceci grâce à l'avènement du laser au début des années 1960, qui a rendu possible l'émission d'ondes cohérentes de forte intensité [1]. Le développement de ces sources accompagné de celui de la fibre optique, a permis dès 1970 d'envisager leur utilisation dans le domaine des télécommunications [2]. De nombreuses recherches ont alors été effectuées pour étudier les phénomènes physiques intervenant lors de la propagation des ondes. En 1973, A. Hasegawa *et al* découvrirent qu'une impulsion lumineuse pouvait se propager dans une fibre optique, sur de très longues distances, sans se déformer [3]. Cette solution particulière de l'équation de propagation, appelée soliton, obtenue dans le cas où la non-linéarité de la silice compense la dispersion temporelle des impulsions révolutionna le domaine des télécommunications [4, 5]. Cependant l'atténuation des impulsions restait un problème majeur. Cette contrainte nécessita le développement de sources à $1.55\text{ }\mu\text{m}$, correspondant au minimum des pertes de la silice ainsi que l'amélioration des techniques de déposition en phase gazeuse lors de la fabrication des fibres, ce qui permet d'approcher aujourd'hui la limite de Rayleigh avec une atténuation de 0.2 dB.km^{-1} . Bien que faible, celle-ci freinait les performances des systèmes optiques par la nécessité d'utiliser des dispositifs optoélectroniques de régénération du signal optique. La mise au point en 1987 des premiers amplificateurs à fibre dopée terres rares à gain élevé permis de s'affranchir de ces derniers [6-8].

La phase d'amplification dans le cadre d'impulsions picosecondes de fortes puissances fait apparaître d'importantes variations de comportement suivant le régime de dispersion adopté. Dans le cas de fibres à dispersion anormale, les interactions entre le gain, la non-linéarité et la dispersion provoquent dans une première étape la compression de l'impulsion puis son éclatement en des impulsions multiples ; alors qu'en régime de dispersion normale celle-ci présente un profil s'élargissant temporellement et un chirp quasi-linéaire. Cependant, avec l'amplification, le profil de ces impulsions laisse rapidement apparaître des oscillations sur ses flancs, ayant pour origine la génération de nouvelles composantes fréquentielles. Les recherches effectuées par K. Tamura *et al* en 1996 afin de supprimer cet effet [9], appelé wave breaking [10], menèrent à la découverte des impulsions paraboliques. Ce profil impulsif est une solution asymptotique à l'équation non-linéaire de Schrödinger avec gain qui a la propriété d'être maintenu par l'impulsion dans toute fibre à dispersion normale active ou passive [11, 12], tant que celle-ci ne subit pas de limitation dans son évolution. Cette dernière s'effectuant de manière autosimilaire, le nom de similariton optique s'est rapidement imposé pour les désigner. La dérive fréquentielle de ces impulsions présentant aussi la particularité d'être

strictement linéaire de pente positive, celles-ci peuvent être recomprimées de manière efficace par compensation de leur phase spectrale, et générer des impulsions ultracourtes de fortes puissances. L'utilisation de ces propriétés remarquables offre aujourd'hui une alternative à l'utilisation de lasers solides pour la génération d'impulsions femtosecondes.

Ce mémoire rapporte les travaux effectués au Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux de L'Université de Franche Comté sur la génération de similaritons optiques à $1.55\text{ }\mu\text{m}$. Ceux-ci ont permis le développement de la première source impulsionnelle femtoseconde totalement fibrée combinant les propriétés de structuration et d'évolution autosimilaire des impulsions paraboliques et la technologie des fibres à bandes interdites photoniques [13].

Lors de cette étude, il nous a été nécessaire de développer un dispositif de caractérisation SHG-FROG (Frequency Resolved Optical Gating) à grande dynamique afin d'étudier les propriétés et l'évolution des impulsions dans nos amplificateurs et dans nos systèmes fibrés [14]. L'étape suivante a consisté dans le développement d'un amplificateur à similaritons ainsi que dans la mise en œuvre de modèles numériques permettant de comprendre l'évolution des impulsions dans ce dernier. Les résultats expérimentaux ont alors pu être comparés à nos simulations ainsi qu'aux prédictions théoriques. Après avoir vérifié les potentialités de notre dispositif ainsi que les propriétés des similaritons générés par celui-ci, nos algorithmes nous ont permis d'ajuster les caractéristiques techniques de notre système de compression.

Le mémoire se compose de cinq chapitres. Le premier de ceux-ci permettra de rappeler les concepts fondamentaux de la propagation des ondes guidées dans une fibre optique et présentera les différentes équations décrivant la propagation des ondes dans des fibres passives ainsi que leur amplification dans une fibre dopée. Cette description sera introduite par l'équation non-linéaire de Schrödinger ainsi que par une méthode permettant la modélisation numérique de ses différents termes et extensions. Enfin nous décrirons le comportement des impulsions lors de leur propagation dans des milieux dispersifs ou non-linéaires, cette description facilitant la compréhension du comportement des similaritons lors de leur propagation dans les fibres constituant notre dispositif de compression.

Le deuxième chapitre s'intéressera aux études sur les similaritons. Dans celui-ci nous mettrons notamment en évidence le fait qu'une impulsion se propageant dans une fibre à dispersion normale subit des distorsions sous l'effet du wave breaking et montrerons que le profil impulsionnel parabolique y est insensible. Les conditions nécessaires à leur génération seront alors précisées analytiquement ainsi que leurs caractéristiques d'évolution. Enfin les limites de ce régime et la possibilité de les générer dans des fibres passives seront discutées.

Le troisième chapitre de ce mémoire présentera la technique employée pour caractériser les impulsions expérimentales. Après avoir décrit la technique d'autocorrélation en intensité, qui ne permet qu'une estimation qualitative du profil impulsionnel, nous exposerons le principe de la technique FROG et porterons notre attention sur la configuration utilisant le doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire. Cette technique de mesure, déterminant les caractéristiques impulsionnelles de manière indirecte, nous détaillerons alors les structures de l'algorithme permettant de retrouver les profils de phase et d'intensité des impulsions caractérisées. Enfin nous étudierons l'influence du bruit de fond de l'analyseur de spectre optique sur les capacités de restitution de cet algorithme et montrerons qu'après un filtrage numérique des spectrogrammes expérimentaux, nous sommes en mesure de caractériser les ailes et le cœur des similaritons.

Le quatrième chapitre décrit quant à lui les caractéristiques techniques des composants

optiques et mécaniques qui ont été nécessaires à la réalisation de nos amplificateurs à similaritons, de notre compresseur impulsionnel ainsi qu'à la mise en œuvre du dispositif SHG-FROG. Cette description est complétée par un modèle numérique d'amplificateur ayant permis la détermination de la longueur de fibre dopée erbium nécessaire à nos expériences, ainsi que par un exposé des différentes structures du programme gérant le dispositif FROG.

Les travaux réalisés sur les similaritons sont présentés dans le dernier chapitre. Dans celui-ci, nous confirmerons les prévisions théoriques en mettant en évidence dans une reconstruction du profil impulsionnel les deux structures asymptotiques du similariton, puis nous décrirons les principales caractéristiques de l'amplificateur développé. Nous nous attacherons ensuite à comprendre l'évolution du profil impulsionnel dans la fibre dopée et nous déterminerons les limites de fonctionnement de notre amplificateur ainsi que les caractéristiques présentées par ces impulsions en fonction de la configuration de pompage adoptée. Enfin, nous étudierons leur compression linéaire et mettrons en évidence les avantages de la propagation autosimilaire de ces impulsions dans une fibre fortement non-linéaire. Les résultats présentés seront confrontés avec les prévisions théoriques ainsi qu'avec nos modélisations numériques.

RAPPELS SUR LES ONDES GUIDÉES

Ce chapitre se propose dans une première partie de rappeler les équations de Maxwell décrivant le comportement des ondes lumineuses, puis d'introduire les réponses linéaire et non-linéaire permettant de décrire leur propagation dans une fibre optique. Nous présenterons ensuite l'effet Kerr optique ainsi que la diffusion Raman avant d'évoquer le phénomène de dispersion chromatique. Après avoir mis en évidence l'ensemble de ces interactions, nous introduirons l'équation non-linéaire de Schrödinger ainsi que la méthode des transformées de Fourier à pas divisés rendant possible sa modélisation numérique. Nous détaillerons ensuite les différentes extensions de celle-ci permettant de décrire la diffusion Raman, ainsi que le processus d'amplification dans une fibre dopée. Enfin dans une dernière partie, nous mettrons en évidence les influences de la dispersion et de la non-linéarité sur les caractéristiques temporelles et spectrales d'une impulsion.

1.1 Équations de Maxwell

La propagation des ondes électromagnétiques est régie par les équations de Maxwell définies par les quatre relations suivantes [15] :

$$\overrightarrow{Rot} \vec{E}(r,t) = -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\overrightarrow{Rot} \vec{H}(r,t) = \vec{J}(r,t) + \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$Div \vec{D}(r,t) = \rho(r,t) \quad (1.3)$$

$$Div \vec{B}(r,t) = 0 \quad (1.4)$$

pour lesquelles les vecteurs \vec{E} et \vec{H} désignent respectivement le champ électrique et magnétique. Les vecteurs \vec{D} et \vec{B} , quant à eux, représentent les inductions électriques et magnétiques qui sont reliées au vecteur densité de courant \vec{J} et à la densité locale des charges libres ρ . Dans les fibres optiques ces deux derniers paramètres sont considérés comme nuls car le milieu est non conducteur. De plus, du fait que les champs \vec{E} et \vec{H} induisent respectivement les champs \vec{D} et \vec{B} , il est possible de définir un couple d'équations à partir des caractéristiques du milieu de propagation :

$$\vec{D}(r,t) = \varepsilon_o \vec{E}(r,t) + \vec{P}(r,t) \quad (1.5)$$

$$\vec{B}(r,t) = \mu_o \vec{H}(r,t) + \vec{M}(r,t) \quad (1.6)$$

où \vec{P} et \vec{M} représentent respectivement les polarisations électriques et magnétiques induites, ε_o étant la permittivité diélectrique du vide et μ_o la perméabilité magnétique du vide. Dans le cas d'une fibre optique, le milieu est amagnétique, soit $\vec{M} = \vec{0}$; le système d'équations de Maxwell (1.1-1.4), complété de ces relations permet alors d'obtenir l'équation d'onde [16] décrivant le comportement du champ électrique lors de sa propagation :

$$\Delta \vec{E}(r,t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(r,t)}{\partial t^2} + \mu_o \frac{\partial^2 \vec{P}(r,t)}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

1.2 Réponse linéaire et non-linéaire du milieu

Le champ électrique induit une réponse du matériau sous la forme d'un déplacement de charges électriques appelé polarisation et noté P . Si le champ incident est de faible intensité et éloigné des fréquences de résonance de ce matériau, la réponse du milieu est émise à une fréquence identique à celle de l'onde incidente et avec une amplitude qui lui est proportionnelle : la polarisation du milieu est dite linéaire. Lorsque le champ incident devient important, les termes quadratiques et d'ordres supérieurs ne peuvent plus être négligés ; la réponse du milieu fait alors apparaître, en plus de la réponse linéaire, une réponse faisant intervenir des harmoniques. La polarisation P est alors décomposée en deux termes distincts : la polarisation linéaire P_l et la polarisation non-linéaire P_{nl} , ce dernier terme pouvant être utilisé pour générer ou pour amplifier des signaux. Dans la section 4.3, nous utiliserons cette caractéristique pour obtenir un signal de second harmonique dans un cristal de β -Borate de Barium (BBO).

1.2.1 Réponse linéaire du milieu

Dans une première description, la polarisation peut être considérée comme linéairement dépendante du champ électrique incident, mais du fait que cette réponse du matériau à un instant t est influencée par son comportement antérieur, la polarisation linéaire doit se mettre sous la forme :

$$P_l(r, t) = \varepsilon_0 \int_0^{+\infty} \chi^{<1>}(t - t') E(r, t') dt' \quad (1.8)$$

où le tenseur $\chi^{<1>}$ représente la réponse temporelle du milieu à l'excitation. Celui-ci présente les propriétés suivantes :

- Il est nul pour les temps t' négatifs en vertu du principe de causalité.
- Il ne dépend pas de la position r du champ exciteur dans le matériau, ni de la polarisation dans le cas d'un milieu homogène et isotrope.
- Sa réponse est indépendante de t car le tenseur est une caractéristique intrinsèque du matériau.

L'équation (1.8) fait apparaître un produit de convolution, si bien que la polarisation est habituellement décrite dans l'espace conjugué des fréquences, aussi appelé espace de Fourier, où elle se décompose alors en un simple produit de tenseurs. Afin d'explicitier ces champs dans cet espace, nous utilisons la fonction de transformation suivante :

$$\tilde{A}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(r, t) e^{i\omega t} dt = \mathfrak{F}\{A(r, t)\} \quad (1.9)$$

La polarisation linéaire et l'induction électrique définies par les équations (1.5) et (1.8) se mettent alors sous la forme :

$$\tilde{P}_l(r, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{<1>}(\omega) \tilde{E}(r, \omega), \quad \chi^{<1>}(\omega) = \mathfrak{F}\{\chi^{<1>}(t)\} \quad (1.10)$$

$$\tilde{D}(r, \omega) = \varepsilon_0 \left(\tilde{E}(r, \omega) + \chi^{<1>}(\omega) \tilde{E}(r, \omega) \right) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) \tilde{E}(r, \omega) \quad (1.11)$$

où $\varepsilon_r(\omega)$ représente le tenseur de permittivité diélectrique relatif du milieu de propagation. Connaissant les relations reliant la transformée de Fourier d'une fonction à la transformée de Fourier de sa dérivée [17], il est alors possible, à partir de ces deux dernières équations, de définir l'équation d'onde dans le domaine fréquentiel :

$$\Delta \tilde{E}(r, \omega) = -\frac{\omega^2 \varepsilon_r(\omega)}{c^2} \tilde{E}(r, \omega) \quad (1.12)$$

Comme $\chi^{<1>}(\omega)$ est généralement complexe, $\varepsilon_r(\omega)$ l'est aussi. Les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique sont alors reliées à l'indice du milieu $n(\omega)$ et au coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ par la définition :

$$\varepsilon_r(\omega) = \left(n(\omega) + i \frac{\alpha(\omega)c}{2\omega} \right)^2 \quad (1.13)$$

1.2.2 Réponse non-linéaire

Lorsque le champ électrique propagé est de forte puissance, les termes d'ordres supérieurs de la polarisation doivent être pris en compte dans la réponse du matériau. La polarisation se décompose alors de la manière suivante :

$$P = P_l + P_{nl} = P^{<1>} + (P^{<2>} + \dots + P^{<k>}) \quad (1.14)$$

En considérant les hypothèses d'invariances temporelle et spatiale que nous avons décrites dans le paragraphe précédent, la polarisation non-linéaire d'ordre k prend la forme fréquentielle :

$$\tilde{P}^{<k>}(r, \omega) = \varepsilon_o \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{<k>}(\omega, \omega', \dots, \omega^k) \tilde{E}(r, \omega') \dots \tilde{E}(r, \omega^k) \delta(\omega - \omega' \dots \omega^k) d\omega' \dots d\omega^k \quad (1.15)$$

où $\chi^{<k>}(\omega, \omega', \dots, \omega^k)$ représente le tenseur de susceptibilité de conversion des ondes aux fréquences ω', \dots, ω^k vers une onde à la fréquence ω . Cette conversion de fréquence est optimale lorsque la conservation des photons est vérifiée. Ceci signifie que la polarisation doit respecter la condition $\omega = \omega' + \dots + \omega^k$, une onde contrapropagative étant considérée comme ayant une fréquence $-\omega$. Les composantes de ce tenseur sont habituellement notées $\chi_{ijj' \dots j^k}^{<k>}$ avec i, j, j', \dots, j^k les indices des axes de décomposition des champs respectifs dans la base des vecteurs propres du milieu de propagation.

Dans l'équation (1.15), la valeur de la polarisation $\tilde{P}^{<k>}(r, \omega)$, ne dépend pas de la position des champs $\tilde{E}(r, \omega^k)$ dans l'intégrale. Un coefficient K est alors introduit pour dénombrer l'ensemble des combinaisons distinctes des champs $\tilde{E}(r, \omega^k)$ susceptibles d'être obtenues lors de la génération de l'onde à la fréquence ω . La largeur spectrale du champ électrique étant faible devant celle du tenseur $\chi^{<k>}$, ce dernier peut être considéré comme constant. Ces deux remarques permettent alors de simplifier fortement l'équation (1.15) :

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{<k>}(r, \omega) &= \varepsilon_o \chi^{<k>} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(r, \omega') \dots \tilde{E}(r, \omega^k) \delta(\omega - \omega' \dots \omega^k) d\omega' \dots d\omega^k \\ &= K \varepsilon_o \chi^{<k>} \tilde{E}(r, \omega') \dots \tilde{E}(r, \omega^k) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Du fait de cette dernière hypothèse et de la condition d'accord de phase, le produit de convolution des champs électriques avec le tenseur $\chi^{<k>}$ dans l'espace temporel disparaît pour être remplacé par un simple produit, si bien que la polarisation d'ordre k s'écrit :

$$P^{<k>}(r,t) = \varepsilon_0 \chi^{<k>} E(r,t) \dots E(r,t) \quad (1.17)$$

1.2.3 Effet Kerr optique

La silice est un matériau amorphe centrosymétrique, la polarisation $P^{<2>}$ ne peut donc être générée dans une fibre optique ; de ce fait, c'est la polarisation d'ordre trois qui est à l'origine des effets non-linéaires. La polarisation induite par le champ incident est alors de la forme :

$$P^{<3>}(r,t) = \varepsilon_0 \chi^{<3>} E(r,t) E(r,t) E(r,t) \quad (1.18)$$

En considérant une onde plane incidente monochromatique polarisée rectilignement suivant l'axe x :

$$E(r,t) = \frac{1}{2} E(r,t) e^{i\omega t} + \frac{1}{2} E^*(r,t) e^{-i\omega t} \quad (1.19)$$

l'équation (1.18) fait apparaître un terme à la pulsation fondamentale ainsi qu'un terme à une pulsation de troisième harmonique. Cependant, compte tenu que la génération d'harmoniques nécessite la validation d'une condition d'accord de phase qui est difficilement réalisable dans les fibres optiques standards en dehors de cas particuliers, la polarisation d'ordre trois est limitée à la fréquence fondamentale ω et s'écrit de la manière suivante :

$$P^{<3>}(r,t) = \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{<3>} \frac{K}{4} E(r,t) E^*(r,t) E(r,t) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{<3>} E(r,t) |E(r,t)|^2 \quad (1.20)$$

En reprenant la définition du tenseur diélectrique ε_r de l'équation (1.13) et en considérant que la polarisation du milieu comporte une composante non-linéaire, il apparaît que l'indice de réfraction du milieu vu par le champ électrique est défini par :

$$\bar{n}(\omega) = n(\omega) + n_2 |E(z,t)|^2, \quad n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{<3>}) \quad (1.21)$$

Dans cette équation, le coefficient n_2 traduit alors la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ propagé via la susceptibilité $\chi^{<3>}$. Ce phénomène est appelé effet Kerr optique et conduit l'onde à s'automoduler en phase (SPM) [18], ou dans le cas de deux ondes propagatives à se moduler entre elles par intermodulation de phase (XPM) [19, 20].

Dans les fibres optiques monomodes, ce coefficient varie entre 2.2 et $2.8 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [21-24], et apparaît dans les modélisations numériques via le paramètre γ , appelé coefficient de non-linéarité :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (1.22)$$

dans lequel le paramètre A_{eff} correspond à l'aire effective du mode spatial transverse de l'onde propagée, permettant de rendre compte du confinement de l'énergie dans le guide. Cette surface est définie sous la forme :

$$A_{\text{eff}} = \frac{2\pi \left(\int_0^{+\infty} I(r) r dr \right)^2}{\int_0^{+\infty} I^2(r) r dr} \quad (1.23)$$

où $I(r)$ représente l'intensité en champ proche du mode fondamental à une position r du centre de la fibre. Pour des fibres conventionnelles à saut d'indice, l'aire effective peut toutefois être obtenue simplement par la relation :

$$A_{\text{eff}} = \pi \omega^2(\lambda) \quad (1.24)$$

dans laquelle $\omega(\lambda)$ correspond au rayon du mode propagé dans la fibre, calculé à partir de la définition "Petermann II" [25, 26]. Dans le cas des fibres à cristaux photoniques, du fait que le mode propagé n'est plus circulaire, l'aire effective est obtenue à partir de simulations numériques de la propagation des modes dans la structure [27, 28].

1.2.4 Diffusion Raman

Le tenseur d'ordre trois de la polarisation, en plus d'être responsable des effets non-linéaires dans la fibre optique, intervient aussi dans une autre interaction appelée diffusion Raman. Celle-ci correspond à une réponse vibrationnelle et non plus électronique du milieu de propagation et met en jeu des interactions entre l'onde propagative et des phonons optiques. Cet effet provoque un transfert d'énergie d'une onde de fréquence élevée vers des ondes de fréquences plus basses appelées fréquences Stokes et apparaît dans la polarisation non-linéaire via la partie imaginaire de $\chi_{xxxx}^{<3>}$. En effet, en développant le terme de perte défini dans l'équation (1.13) sous la forme :

$$\alpha = \alpha(\omega) + \alpha_2 |E(r,t)|^2, \quad \alpha_2 = \frac{3\omega}{4nc} \text{Im}(\chi_{xxxx}^{<3>}) \quad (1.25)$$

il apparaît clairement que le paramètre α_2 , faisant intervenir la puissance de l'onde propagée, peut générer un processus d'amplification dans le cas où la partie imaginaire de $\chi_{xxxx}^{<3>}$ est négative. Or la réponse Raman présente cette particularité et permet donc d'amplifier un signal, le maximum de l'amplification étant situé dans les fibres de silice à 13 THz de la fréquence de l'onde responsable de l'effet (*cf. figure 1.1*) [31].

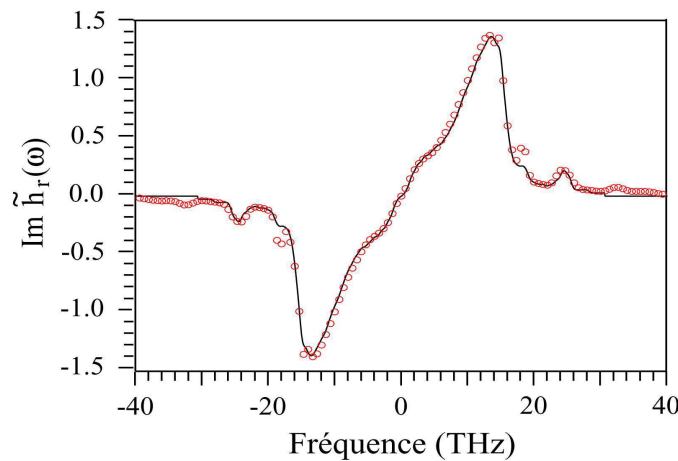


Fig 1.1 - Représentation de la partie imaginaire du coefficient de susceptibilité $\chi_{xxxx}^{<3>}$ via le paramètre $\tilde{h}_r(\omega)$, dans le cas d'une fibre de silice. Courbe d'ajustement aux données expérimentales publiées dans [29] (trait continu), et courbe obtenue par D. Hollenbeck et al dans le cadre d'une sommation d'oscillateurs harmoniques [30] (cercles).

L'amplification par effet Raman présente un gain linéique relativement faible [32], mais entre toutefois en concurrence avec les amplifications par fibres dopées terres rares dans le cas de propagation sur des distances kilométriques et de puissances de pompe supérieures à 400 mW [33]. De plus son processus est non résonant et peut donc être généré sur l'ensemble de la fenêtre de transparence de la fibre optique, allant de 300 nm à 2 μm . Pour les impulsions optiques de forte puissance, cet effet peut cependant s'avérer être une contrainte majeure car ces dernières servent alors de pompe au bruit de fond du milieu propagatif. Le transfert d'énergie provoque alors leur déstructuration progressive au cours de leur propagation ; ce processus étant d'autant plus important que la fibre présente une non-linéarité élevée.

1.3 Dispersion chromatique

Lors de la propagation d'une onde électromagnétique, l'interaction de celle-ci avec le milieu diélectrique dépend généralement de la fréquence de l'onde propagée. Cette propriété se manifeste via l'indice de réfraction du milieu $n(\omega)$. Lorsque l'on se trouve loin des fréquences des résonances du matériau, l'indice du milieu peut être approché par l'équation de Sellmeier :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{k=1}^N \frac{B_k \omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2} \quad (1.26)$$

où les ω_j sont les pulsations de résonance du matériau (dans le vide) et les coefficients B_j les forces de ces résonances. Dans le cas des fibres optiques monomodes standards (SMF-28) et d'une utilisation dans la région du visible ou du proche infrarouge [34], la courbe de dispersion peut être obtenue à partir des trois résonances suivantes :

$$\begin{aligned} B_1 &= 0.6961663, & \lambda_1 &= 0.0684043 \mu\text{m} \\ B_2 &= 0.4079426, & \lambda_2 &= 0.1162414 \mu\text{m} \\ B_3 &= 0.8974794, & \lambda_3 &= 9.896161 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (1.27)$$

avec $\omega_k = 2\pi c/\lambda_k$. Si nous désignons par β la constante de propagation de l'onde, avec $\beta(\omega) = n(\omega) \omega/c$ pour une onde plane progressive dans un milieu linéaire homogène et isotrope ; en effectuant le développement en série de Taylor autour d'une fréquence ω_o , il est possible à partir des dérivées d'ordre k de la constante de propagation à la pulsation ω_o de reconstruire la courbe de dispersion $\beta(\omega)$:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_o) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_o)^2 + \sum_{k>2}^N \frac{\beta_k}{k!}(\omega - \omega_o)^k, \quad \beta_k = \left(\frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{\omega=\omega_o} \quad (1.28)$$

Dans cette équation, il apparaît que :

- Le coefficient β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde
- Le coefficient β_2 décrit la variation de la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde aux alentours de la fréquence ω_o ; il est appelé dispersion de vitesse de groupe (GVD).

Ce paramètre de dispersion que nous notons β_2 est souvent donné dans la littérature par son équivalent D :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad \beta_2 [\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}] \simeq -1.27 D [\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}] \quad \text{à } 1550 \text{ nm} \quad (1.29)$$

Cette définition de la dispersion est celle utilisée par les fabricants de fibres optiques car elle met directement en évidence le retard temporel induit entre deux ondes monochromatiques après une distance de propagation unitaire. La courbe de dispersion est alors définie à partir de la relation suivante :

$$D(\lambda) \approx \frac{S_{\text{ZDW}}}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_{\text{ZDW}}^4}{\lambda^3} \right) [\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}] \quad (1.30)$$

où S_{ZDW} [$\text{ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$] correspond à la pente de la dispersion à la longueur d'onde de dispersion nulle λ_{ZDW} . Dans le cas d'une fibre SMF-28 celle-ci se trouve aux alentours de 1300 nm et définit alors deux zones distinctes : la zone de dispersion normale où $\beta_2 > 0$ ($D < 0$) et la zone de dispersion anormale $\beta_2 < 0$ ($D > 0$).

1.4 Equations de propagation des ondes guidées

1.4.1 Equation non-linéaire de Schrödinger

L'évolution du champ électrique $E(t)$ dans une fibre optique est décrite par l'équation non-linéaire de Schrödinger (NLSE) qui dans le cas d'impulsions sous l'influence d'effets dispersifs et non-linéaires, se met usuellement sous la forme :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i \gamma |E|^2 E(z,t) \quad (1.31)$$

L'NLSE n'est généralement pas une équation différentielle soluble analytiquement ; les solutions connues reposent sur différentes approximations et permettent d'expliquer simplement des comportements impulsionsnels. Ainsi à partir de cette équation il a été possible de prédire la stabilité des solitons optiques brillants et sombres [3, 35], ainsi que le phénomène d'instabilité de modulation [36] ; prédictions qui se sont ensuite confirmées expérimentalement [5, 37]. Cependant les limites de leur utilisation nécessitent rapidement de se tourner vers des méthodes numériques. La procédure la plus répandue a recours aux transformées de Fourier à pas divisés (aussi appelée méthode de Split Step Fourier : SSF). Elle est basée sur le fait que pour des faibles pas de propagation les différents effets dispersifs et non-linéaires modifient de manière indépendante le champ $E(z,t)$ propagé. Pour cela, nous considérons les deux opérateurs \hat{N} et \hat{D} représentant respectivement la non-linéarité et la dispersion. L'équation (1.31) se met alors sous la forme :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N} \right) E(z,t) \quad (1.32)$$

L'importance relative de chaque opérateur est définie, dans l'hypothèse d'un profil Gaussien de puissance crête P_o et de largeur temporelle T_o à $1/e$, par deux distances caractéristiques L_D et L_{NL} appelées respectivement longueur de dispersion et longueur non-linéaire :

$$L_D = \frac{T_o^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_o} \quad (1.33)$$

Dans une première étape nous allons considérer que le champ électrique n'est influencé que par les effets dispersifs de la fibre, seul l'opérateur \hat{D} apparaît alors dans l'équation

(1.32). Cet opérateur comportant des termes dérivatifs, l'équation est résolue dans le domaine fréquentiel :

$$\tilde{E}(z + dz, \omega) = \tilde{E}(z, \omega) e^{\tilde{D} dz} \quad (1.34)$$

où \tilde{D} correspond à l'opérateur \hat{D} dans l'espace conjugué des fréquences. La solution temporelle du champ $E(z + dz, t)$, est alors obtenue par transformée de Fourier inverse de cette dernière expression.

Dans une seconde étape, nous considérons maintenant que le milieu est non-linéaire et donc que seul l'opérateur \hat{N} apparaît dans l'équation (1.32). Cette équation est résolue dans l'espace temporel, la solution se mettant sous la forme :

$$E(z + dz, t) = E(z, t) e^{\hat{N} dz} \quad (1.35)$$

La méthode numérique de transformées de Fourier à pas divisés consiste donc à effectuer une propagation du champ électrique sur un pas dz en considérant uniquement les effets dispersifs puis, à réeffectuer la propagation sur le même pas mais en ne considérant plus que les effets non-linéaires (*cf. figure 1.2*).

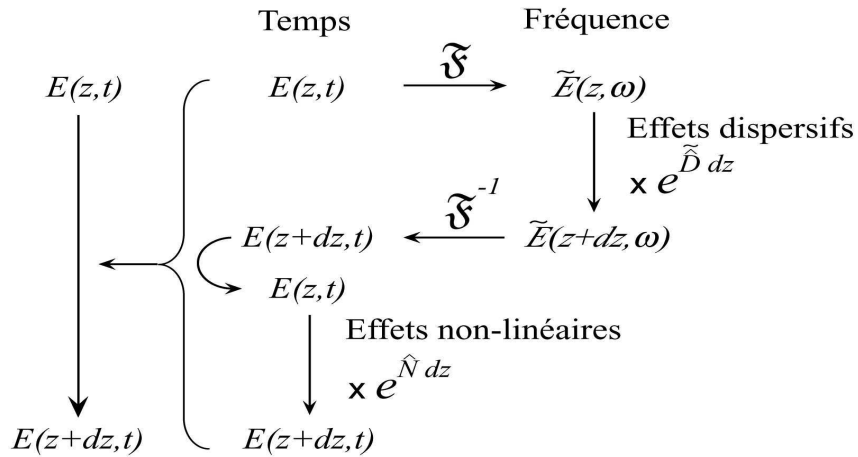


Fig 1.2 - Principe de la méthode par transformées de Fourier à pas divisés

Par cette méthode le formalisme de l'opérateur \hat{D} peut être facilement étendu aux termes de dispersion d'ordres supérieurs β_k et inclure des effets modélisables dans l'espace fréquentiel tel que le profil de perte de la fibre [34]. L'opérateur \hat{N} quant à lui peut faire apparaître des effets non-linéaires supplémentaires comme l'effet Raman et prendre en compte le gain ou les pertes longitudinales.

La séparation des opérateurs de dispersion et de non-linéarité dans la méthode SSF nécessite que le pas de propagation soit infinitésimal. Habituellement il est pris à une valeur constante ; cependant différentes méthodes ont été développées afin d'optimiser le pas de propagation aux caractéristiques de l'impulsion propagée. Parmi celles-ci, les plus connues sont basées sur l'étude de l'évolution de la phase de l'impulsion [38] et sur une distribution logarithmique des pas de propagation [39]. Pour notre part, nous utilisons une méthode à pas constant appelée méthode à pas divisés symétrisée [16] qui effectue une propagation du champ électrique sur un pas $dz/2$ en ne considérant que l'opérateur de dispersion, puis sur

un pas dz en tenant compte uniquement de l'opérateur de non-linéarité et enfin qui réeffectue une propagation dispersive sur un pas $dz/2$. Cette méthode est identique à celle présentée sur la figure 1.2, excepté pour la première et la dernière itération où l'opérateur de dispersion devient $e^{\tilde{D}dz/2}$.

1.4.2 Modélisation de l'effet Raman

Lors de la modélisation de l'évolution d'une impulsion, il est parfois nécessaire d'inclure dans l'NLSE la diffusion Raman afin de rendre compte des phénomènes d'amplification par cet effet, mais aussi pour modéliser le comportement des impulsions lorsqu'elles sont propagées à de fortes puissances dans des fibres présentant des aires effectives réduites, tels que les fibres à cristaux photoniques ou les fibres fortement non-linéaires [40, 41]. Les études théoriques pour introduire l'effet Raman dans l'opérateur \hat{N} ont montré que l'NLSE prenait alors la forme suivante [42] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = & i \sum_{k=2}^N i^k \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k E(z,t)}{\partial t^k} \\ & + i \gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_o} \frac{\partial}{\partial t} \right) E(z,t) \left((1 - f_r) |E(z,t)|^2 + f_r \mathfrak{F}^{-1} \{ \tilde{h}_r(\omega) |\tilde{E}(z,\omega)|^2 \} \right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

dans laquelle $\tilde{h}_r(\omega)$ correspond à la réponse Raman retardée et où le facteur $\frac{i}{\omega_o} \frac{\partial}{\partial t}$ décrit le phénomène de self steepening ayant pour origine la dépendance de la vitesse de groupe à l'intensité de l'onde propagée [43, 44]. La deuxième ligne de l'équation (1.36) inclut l'ensemble des effets non-linéaires et leur modélisation est obtenue à partir d'une approche perturbative développée par K.J. Blow *et al* [45], basée sur la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 [46]. L'importance de la contribution de la réponse Raman retardée dans ces effets non-linéaires est défini par un facteur f_r qui dans le cas des fibres standards prend habituellement la valeur de 0.18 [47, 48]. La réponse Raman $\tilde{h}_r(\omega)$ d'une fibre de silice peut quant à elle être décrite dans le domaine temporel par une sommation finie d'oscillateurs harmoniques [30] :

$$h_r(t) = \sum_{i=1}^{13} \frac{A_i}{\omega_i} e^{-\gamma_i t} e^{-\Gamma_i^2 t^2 / 4} \sin(\omega_i t) \theta(t), \quad \theta(t) = \begin{cases} 1, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad (1.37)$$

Pour notre part, nous utilisons une fonction $\tilde{h}_r(\omega)$ issue d'un ajustement de relevés expérimentaux, mais qui se montre toutefois très proche du modèle de S. Hollenbeck *et al* (*cf. figure 1.1*). Il faut aussi noter le fait que l'amplitude de cette fonction dépend de la composition du cœur de la fibre et peut varier de manière significative avec l'introduction de dopants tels que le bi-oxyde de germanium [49, 50], ce qui explique l'introduction d'un facteur de correction dans nos modélisations lors de notre étude sur la propagation des similaritons dans la fibre fortement non-linéaire (*cf. section 5.6.5*).

1.4.3 Modélisation du gain dans une fibre dopée

La modélisation de l'évolution d'un champ électrique dans un amplificateur à fibre dopée, nécessite de faire apparaître dans l'équation non-linéaire de Schrödinger une fonction $g(z)$

décrivant l'évolution longitudinale du gain. Celle-ci se met alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = \frac{g(z)}{2} E(z,t) + i \sum_{k=2}^N \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k E(z,t)}{\partial t^k} + i \gamma |E(z,t)|^2 E(z,t) \quad (1.38)$$

Lorsque la puissance de pompe employée est faible par rapport à la puissance de saturation de la fibre dopée, celle-ci décroît exponentiellement au cours de sa propagation dans la fibre [51], si bien que le gain peut être modélisé par l'équation :

$$g(z) = g_o e^{-z/z_g} \quad (1.39)$$

où z_g est la distance caractéristique de l'amplificateur, qui dans notre étude est déterminée de manière empirique. Dans le cas de ce modèle, le gain appliqué sur le champ $E((k-1)dz, t)$ pour un pas de propagation dz effectué, prend alors les formes suivantes dans les cas de pompages copropagatif et contrapropagatif :

$$g(dz) = -\frac{g_o z_g}{2 dz} (e^{-kdz/z_g} - e^{-(k-1)dz/z_g}) \quad (1.40)$$

$$g(dz) = \frac{g_o z_g}{2 dz} (e^{-(L-kdz)/z_g} - e^{-(L-(k-1)dz)/z_g}) \quad (1.41)$$

Dans ces équations, la variable L représente la longueur totale de l'amplificateur et k l'itération effectuée dans l'algorithme pour modéliser le champ électrique après une distance de propagation kdz . Un système de pompage bidirectionnel sera obtenu quant à lui par combinaison des modèles de gain copropagatif et contrapropagatif en faisant attention de tenir compte du fait que chaque sens de propagation de la puissance de pompe définit sa propre distance caractéristique et son propre gain linéique g_o . La modélisation numérique du gain sera donc paramétrée par les variables z_g et g_o . En estimant cette distance caractéristique et en connaissant expérimentalement le gain de l'amplificateur en décibels GdB pour une distance L de fibre dopée, il est possible de déterminer ce dernier paramètre à partir de la relation :

$$g_o = \frac{1}{z_g} \frac{\ln(10^{GdB/10})}{(1 - e^{-L/z_g})} \quad (1.42)$$

La modélisation de la propagation d'impulsions présentant une largeur spectrale importante peut nécessiter d'inclure, dans le cas d'un amplificateur, l'effet des dopants : la fonction de gain est alors spectralement limitée. Différents modèles théoriques ont été élaborés, en considérant une distribution spectrale parabolique [52, 53]. Le modèle développé par S. Chi *et al* [54] considère, dans le cas d'une inversion de population constante, que la susceptibilité $\chi^{<1>}$ des ions erbium peut être approchée par une fonction complexe Lorentzienne [55] ; la propagation du champ électrique dans l'amplificateur est alors définie par l'équation :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i \gamma |E|^2 E(z,t) - \frac{\alpha}{2} E(z,t) + \frac{g_o}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [G(\omega) + i F(\omega)] \tilde{E}(z,\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.43)$$

$$G(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega T_2)^2} \quad , \quad F(\omega) = \frac{2 \omega T_2}{1 + (\omega T_2)^2} \quad (1.44)$$

dans laquelle $F(\omega)$ représente la dispersion résonante du milieu amplificateur et $G(\omega)$ la courbe de distribution spectrale du gain ; la largeur de la bande passante de l'amplificateur

$\Delta\nu$ étant introduite par le paramètre T_2 , appelé temps de relaxation de la polarisation, via la relation $T_2 = 1/(\pi \Delta\nu)$. Ce modèle suppose que l'impulsion présente un spectre dont la fréquence centrale est située au maximum de la courbe de gain modélisée; dans le cas contraire, il est nécessaire d'inclure un terme correctif à la pulsation.

1.5 Régimes de propagation caractéristiques

Nous reprenons maintenant l'étude de l'équation (1.31) en considérant les deux cas que nous avons détaillés dans la méthode des transformées de Fourier à pas divisés, que constituent le régime dispersif et le régime non-linéaire de propagation.

1.5.1 Propagation en régime purement dispersif

Si nous considérons l'équation (1.31) dans le cas d'un régime dispersif ($L_D \ll L_{NL}$), celle-ci se réduit alors à une équation différentielle linéaire du second ordre :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} \quad (1.45)$$

Dans le domaine réciproque des fréquences, la solution à cette équation est de la forme :

$$\tilde{E}(z,\omega) = \tilde{E}(z,0) e^{i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 z} \quad (1.46)$$

Cette expression illustre le fait que la dispersion n'affecte pas le spectre du champ électrique propagé, son influence n'apparaissant dans le domaine fréquentiel que sous la forme d'une phase $\phi(\omega)$ parabolique. Le temps de groupe induit par la dispersion est donc linéaire (*cf. section A.1*) et ceci quelles que soient les impulsions utilisées (*cf. figure 1.3*), mais le signe de sa pente dépend du signe de la dispersion de vitesse de groupe. Le temps de groupe étant linéaire, le chirp de l'impulsion l'est aussi; toutefois sa pente décroît avec la propagation de l'impulsion.

Cas d'une impulsion Gaussienne

Afin de comprendre l'influence de la dispersion sur le profil temporel de l'impulsion, nous étudions l'évolution d'une impulsion Gaussienne non chirpée de largeur T_o . Celle-ci dans le cas de l'équation (1.45) est de la forme :

$$E(z,t) = \frac{T_o}{\sqrt{T_o^2 - i\beta_2 z}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(T_o^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (1.47)$$

L'impulsion durant sa propagation maintient donc sa forme Gaussienne en s'élargissant temporellement, et ceci indépendamment du signe de la dispersion :

$$T(z) = T_o \sqrt{1 + \left(\frac{z|\beta_2|}{T_o^2}\right)^2} \quad (1.48)$$

Dans le cas d'impulsions présentant une phase spectrale initiale, ce phénomène d'expansion temporelle pourra cependant se voir être remplacé par un processus de compression, suivant le signe de la dispersion de vitesse de groupe.

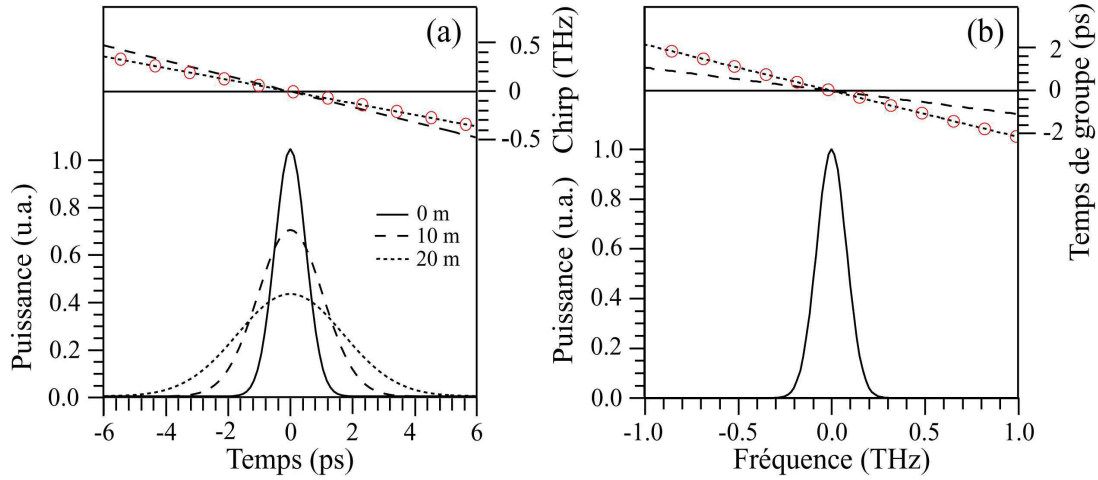


Fig 1.3 - Propagation dans une fibre de dispersion $\beta_2 = -100 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$ d'une impulsion Gaussienne non chirpée de 1 ps de largeur temporelle. **(a)** : Evolution du profil d'intensité et du chirp pour différentes distances de propagation. Le chirp après 20 m de propagation est comparé à une régression linéaire (cercles). **(b)** : Spectre de l'impulsion et temps de groupe pour les différentes distances de propagation, le résultat obtenu après 20 m de fibre est comparé avec la prévision analytique (cercles).

Nous représentons sur la figure (1.3), l'évolution d'une impulsion dans une fibre ayant les caractéristiques de dispersion de la fibre à bande interdite photonique HC-1550-02 à 1550 nm (*cf. page 114*). Nous pouvons observer l'absence de changement au niveau du spectre impulsionnel ainsi que l'accroissement du retard de groupe avec la propagation, conformément aux prévisions analytiques.

1.5.2 Propagation en régime purement non-linéaire

Nous étudions maintenant l'équation (1.31) dans le cas où les effets non-linéaires sont prédominants dans la propagation ($L_{NL} \ll L_D$). Dans cette hypothèse celle-ci se met sous la forme :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = i \gamma |E|^2 E(z,t) \quad (1.49)$$

La solution à cette équation dans l'espace temporel est alors :

$$E(z,t) = E(z,0) e^{i\gamma |E(z,t)|^2 z} \quad (1.50)$$

Il apparaît donc que les effets non-linéaires n'influent pas sur le profil temporel de l'impulsion, ses effets se traduisant uniquement par l'apparition d'une phase non-linéaire supplémentaire.

Cas d'une impulsion Gaussienne

Dans le cas d'une impulsion Gaussienne, le chirp $\Omega(t)$ évolue au cours de la propagation suivant la forme :

$$\Omega(t) = \frac{2 \gamma P_o z t}{T_o^2} \exp\left(-\frac{t^2}{T_o^2}\right) \quad (1.51)$$

Nous observons alors que la valeur de celui-ci augmente avec le paramètre z ; de nouvelles composantes fréquentielles sont donc générées durant la propagation (*cf. équation (A.2)*). Ceci entraîne un élargissement du spectre impulsionnel et l'apparition d'oscillations dues à des phénomènes d'interférences (*cf. figure 1.4(b)*). Il faut aussi noter que l'amplitude de cet élargissement spectral dépend directement de la puissance de l'impulsion introduite dans la fibre, alors que dans le cas d'une propagation purement dispersive l'élargissement (la compression) temporel(le) dépend de la dispersion de vitesse de groupe de la fibre et de la distance de propagation.

Nous représentons sur la figure (1.4), l'évolution d'une impulsion Gaussienne dans une fibre ayant les caractéristiques de non-linéarité de la fibre fortement non-linéaire de la société OFS (*cf. page 111*). Nous pouvons y observer le maintien du profil temporel ainsi que l'accroissement de la largeur spectrale impulsionnelle.

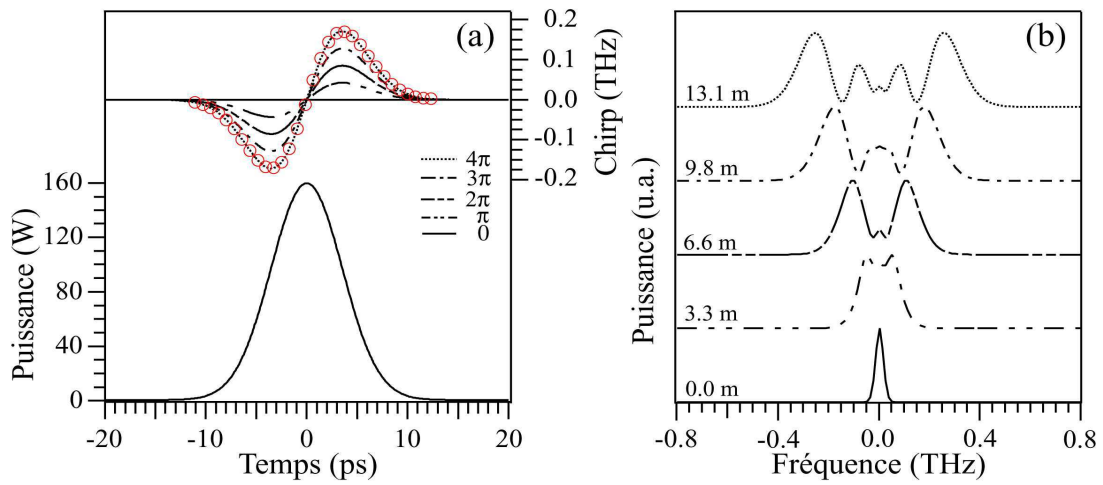


Fig 1.4 - Propagation dans une fibre de non-linéarité $\gamma = 6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ d'une impulsion Gaussienne non chirpée de 5 ps de largeur temporelle et de 2 nJ d'énergie. (a) : Profil d'intensité et chirps pour différentes distances de propagation exprimées en maximum de phase. Le résultat obtenu pour une phase maximale de 4π est comparé avec la prévision analytique (cercles). (b) : Evolution des spectres de l'impulsion pour les différentes distances.

1.6 Conclusion

Ces deux derniers paragraphes nous ont permis d'appréhender simplement les effets provoqués par la dispersion et la non-linéarité. Dans les fibres optiques, ces deux effets se combinent et peuvent entraîner des processus complexes de modification de l'impulsion. Les études sur la génération des impulsions paraboliques trouvent leur origine dans la recherche d'une classe d'impulsions insensible à un de ces phénomènes, portant le nom de wave breaking. En outre, une compréhension complète de l'évolution d'une impulsion peut nécessiter l'intervention de l'ensemble des interactions décrites dans ce chapitre. Au cours de ce mémoire, divers comportements impulsionnels seront évoqués, et expliqués en nous appuyant sur les modèles numériques que nous venons de présenter ; ces derniers nous permettront alors de comprendre et de prédire le comportement des impulsions dans nos dispositifs fibrés expérimentaux.

L'AUTOSIMILARITÉ ET LE SIMILARITON OPTIQUE

L'autosimilarité désigne un phénomène ou une structure qui se répète dans l'espace ou dans le temps mais qui reste, à un facteur d'échelle près, toujours semblable à lui-même. Cette notion posée par Leibniz sous le nom d'automorphisme, a généré un intérêt considérable chez les mathématiciens en développant le concept de fractales, qui a permis d'expliquer divers phénomènes tels que la croissance des végétaux et la structuration d'organes, par le fait qu'elles ont la propriété de maximiser une surface dans un volume fini.

Dans le domaine de la Physique, les recherches sur l'autosimilarité datent du projet Manhattan et ont permis à G.I. Taylor de déterminer en 1947 l'énergie d'une explosion nucléaire à partir de l'évolution radiale de son onde de choc (*cf. figure 2.1*) [56, 57]. En optique, les études théoriques ont aussi mis en évidence des processus autosimilaires comme par exemple dans la diffusion Raman stimulée [58, 59] ou dans l'inscription des guides d'ondes et des réseaux de Bragg [60, 61]. Cependant l'application majeure de celles-ci reste les impulsions optiques à profil parabolique aussi appelées similaritons, qui trouvent leur origine dans les travaux de D. Anderson *et al* sur la suppression du phénomène de wave breaking [12]. L'élaboration de la théorie généralisée, basée sur la réduction du nombre de degrés de liberté qui en a résulté, a rendu possible la détermination des conditions nécessaires à leur génération [11, 62-64]. Des méthodes mathématiques similaires ont aussi permis de trouver de nouvelles solutions analytiques asymptotiques à l'NLSE en considérant des paramètres de dispersion, de gain et de non-linéarité variables [65-68].

Dans ce chapitre nous retraçons les différentes étapes de cette recherche ayant abouti à l'élaboration de la théorie généralisée des similaritons, dont nous décrirons les principaux résultats. Puis nous mettrons en évidence les limitations physiques de ce régime impulsif avec l'apparition des ondes solitaires. Enfin nous détaillerons une théorie dérivée de ces recherches permettant de s'affranchir de l'utilisation d'un milieu à gain par l'emploi d'une fibre optique présentant une dispersion décroissant longitudinalement.

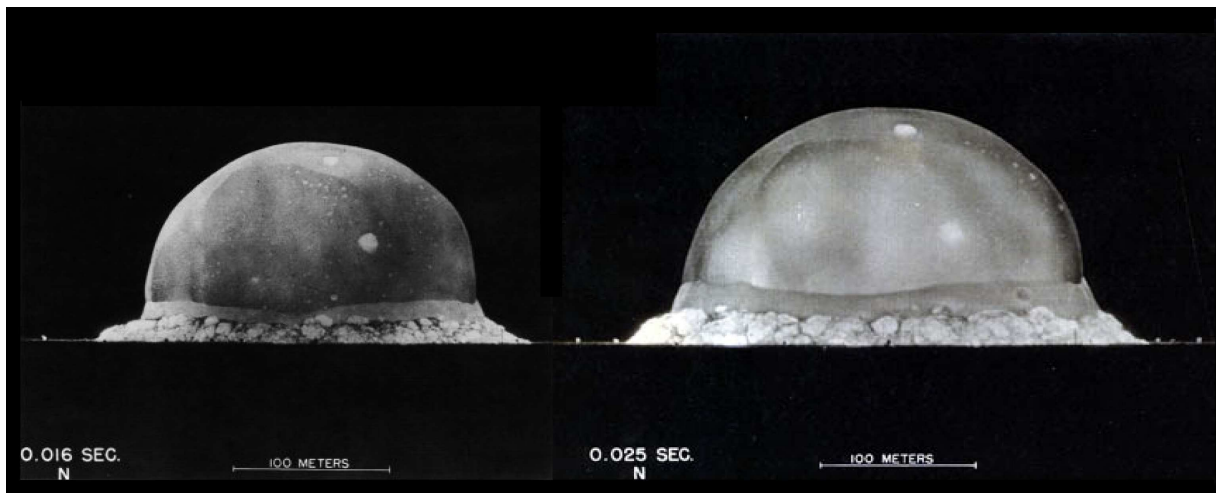


Fig 2.1 Séquence de photos de la première explosion nucléaire d'une bombe A américaine le 16 juin 1945 dans le Nouveau Mexique. Images prises à 6 km de distance 16 et 25 ms après l'explosion.

2.1 Le phénomène de wave breaking

Lorsqu'une impulsion de forte puissance se propage dans un milieu en régime de dispersion normale, celle-ci acquiert une forme quasi-rectangulaire. L'évolution rapide de l'intensité à ses bords provoque une importante variation de phase, entraînant un étalement des composantes fréquentielles. Du fait que l'impulsion s'élargit temporellement au cours de sa propagation, elle développe alors un chirp positif quasi-linéaire [69]. Cependant au cours de leur évolution dans la fibre optique, ces impulsions subissent un phénomène de bris de vague (wave breaking) qui résulte de l'interaction entre les effets non-linéaires et la dispersion. En effet, dans l'impulsion chirpée, les composantes fréquentielles aux courtes longueurs d'onde se propagent plus rapidement que celles aux longueurs d'onde plus élevées. Dans la zone de chevauchement des deux structures impulsionnelles que constituent le cœur et les ailes de celle-ci, les composantes spectrales ont alors la possibilité d'interférer, ce qui provoque la génération de nouvelles composantes fréquentielles [10]. Ce phénomène se caractérise par l'apparition de lobes latéraux de chaque côté du spectre impulsionnel ainsi que par la présence d'oscillations sur les flancs de son profil temporel (*cf. figure 2.2*).

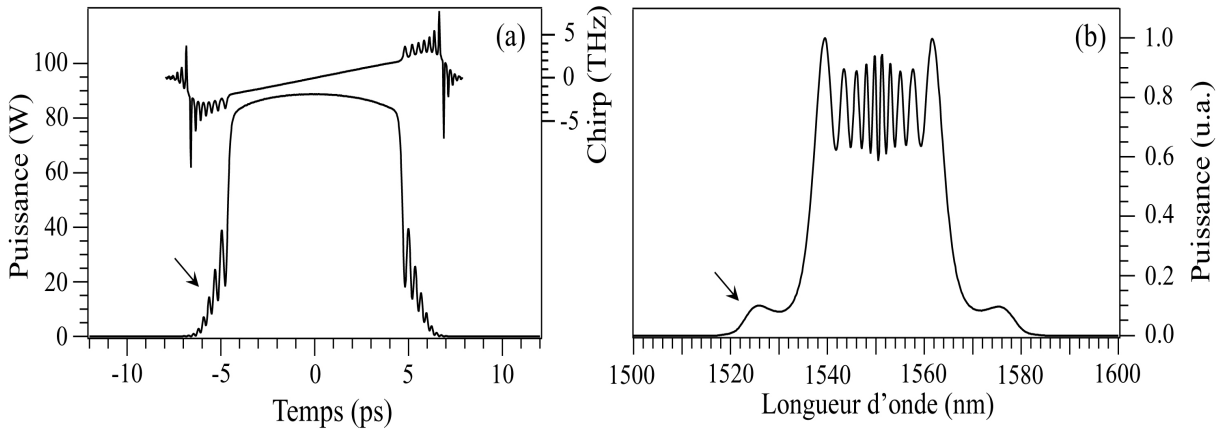


Fig 2.2 - Profil temporel (a) et spectre (b) d'une impulsion sécante hyperbolique de 300 W de puissance crête et de 2.5 ps de largeur à mi-hauteur propagée dans 60 m de fibre présentant une dispersion $\beta_2 = 5 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ et une non-linéarité $\gamma = 3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

Afin d'éviter ce phénomène, la solution consiste à trouver une classe d'impulsions dont le chirp soit strictement linéaire, ce qui présuppose que celles-ci évoluent de manière autosimilaire. Les recherches effectuées par D. Anderson *et al* en 1993 [12] ont montré que le profil asymptotique parabolique permettait de vérifier les conditions nécessaires à la suppression de cet effet de wave breaking.

Théorie de l'évolution autosimilaire

En considérant que l'onde peut être décrite sous la forme d'une enveloppe $A(z,t)$ et d'une phase $\phi(z,t)$ telle que $E(z,t) = A(z,t)e^{i\phi(z,t)}$, l'équation (1.31) peut alors être décomposée en deux équations couplées :

$$\begin{cases} -\frac{\partial \phi(z,t)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \left[\frac{1}{A(z,t)} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial \phi(z,t)}{\partial t} \right)^2 \right] - \gamma A^2(z,t) \\ \frac{\partial A^2(z,t)}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial}{\partial t} \left(A^2(z,t) \frac{\partial \phi(z,t)}{\partial t} \right) \end{cases} \quad (2.1)$$

En posant que l'amplitude du champ est de la forme $A(z,t) = A_o(z)f(\rho)$ où $f(\rho)$ est une fonction décrivant le profil invariant de l'impulsion, $A_o(z)$ étant l'évolution de l'amplitude crête de l'enveloppe et $\rho = t/a(z)$ le facteur d'autosimilarité du profil, et en considérant que la phase prend la forme $\phi(z,t) = \phi_o(z) + (t/a(z))^2 R(z)$, la deuxième équation permet de montrer que le facteur $A_o^2 a(z)$ est constant. De la même manière, en développant la première équation avec ce nouveau choix de variables, celle-ci prend alors la forme suivante :

$$\underbrace{-a^2(z) \frac{d\phi_o}{dz}}_I - \underbrace{\rho^2 \left[a^2(z) \left(\frac{dR}{dz} - 2 \frac{R(z)}{a(z)} \frac{da}{dz} \right) - 2\beta_2 R^2(z) \right]}_{II} = \frac{\beta_2}{2f(\rho)} \frac{d^2 f}{d\rho^2} - \underbrace{\gamma a^2(z) A_o^2(z)}_{III} f^2(\rho) \quad (2.2)$$

Si l'impulsion est de forte puissance et que l'on ne considère que le cœur de celle-ci, il est alors possible de supposer que :

$$\left| \frac{\beta_2}{2f(\rho)} \frac{d^2 f}{d\rho^2} \right| \ll \gamma a^2(z) A_o^2(z) f^2(\rho) \quad (2.3)$$

L'équation (2.2), fait alors apparaître, par séparation des dépendances en z et en ρ , trois termes constants que nous avons noté I , II et III , si bien que la solution impulsionnelle

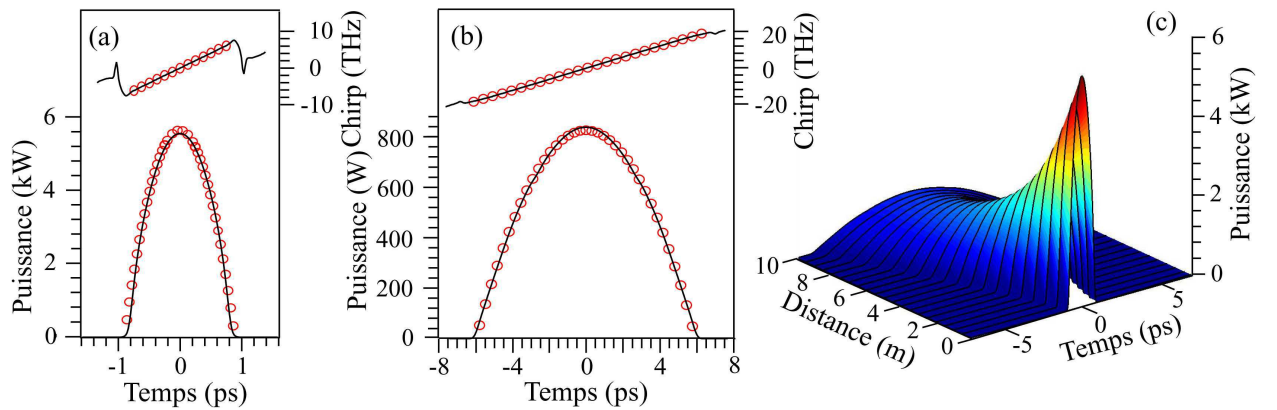


Fig 2.3 - Evolution temporelle d'une impulsion parabolique dans une fibre à dispersion normale. (a) : Similariton de 6.55 nJ et de 1.25 ps de largeur à mi-hauteur (traits continus) introduit dans une fibre de dispersion $\beta_2 = 5 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$ et de non-linéarité $\gamma = 3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. (b) : Profil impulsionnel et chirp après 10 m de propagation (traits continus). Régressions paraboliques et linéaires (cercles). (c) : Evolution de l'impulsion parabolique dans la fibre à dispersion normale.

évolue suivant la forme :

$$f^2(\rho) = f^2(0)(1 - \rho^2/\rho_0^2) \quad (2.4)$$

D'après ces résultats, une impulsion à profil d'intensité parabolique est donc une solution asymptotique autosimilaire de l'NLSE, elle conserve sa forme au cours de la propagation et son chirp est strictement linéaire dans sa partie centrale (*cf. figure 2.3*), ce qui lui permet de ne pas subir l'effet de wave breaking au cours de sa propagation et de pouvoir être comprimée, par compensation de sa phase spectrale (*cf. section 1.5.1*).

2.2 Génération des similaritons dans les milieux actifs

La théorie développée par D. Anderson *et al* n'indique pas comment générer l'impulsion à profil parabolique. Il fallut attendre 1996 avec les études numériques de K. Tamura *et al* [9] sur l'amplification d'impulsions dans des fibres en régime de dispersion normale pour envisager une technique permettant de les obtenir. Cette étude fut le point de départ des recherches théoriques sur la génération de similaritons dans les milieux à gain.

2.2.1 La théorie généralisée des similaritons

La théorie des impulsions paraboliques repose sur l'équation non-linéaire de Schrödinger à gain constant :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E(r,t)}{\partial t^2} + i\gamma |E(r,t)|^2 E(r,t) + \frac{g_0}{2}E(r,t) \quad (2.5)$$

A partir de cette équation et en considérant que l'onde peut être mise sous une forme identique à celle proposée dans le paragraphe précédent, l'équation (2.5) peut alors se décomposer en deux équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} \frac{\partial \phi(z,t)}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} A(z,t) \frac{\partial^2 \phi(z,t)}{\partial t^2} + \frac{g_0}{2} A(z,t) \\ \left[\frac{\beta_2}{2} \left(\frac{\partial \phi(z,t)}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial \phi(z,t)}{\partial z} \right] A(z,t) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,T)}{\partial t^2} - \gamma A^3(z,t) \end{cases} \quad (2.6)$$

En considérant maintenant que la solution à ce couple d'équations doit présenter un chirp strictement linéaire, c'est à dire une phase parabolique de la forme $\phi(z,t) = \Phi(z) + C(z)t^2$, il apparaît, en faisant le changement de variables $A(z,t) = f(z)F(\varrho)$ avec $\varrho = f^2(z)e^{-g_0 z}t$, où $F(\varrho)$ décrit l'évolution temporelle du profil dépendant de la variable ϱ représentant l'autosimilarité du profil et où $f(z)$ représente l'évolution de l'amplitude crête du champ au cours de la propagation, que le couple d'équations peut alors être réécrit sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{df}{dz} = \beta_2 C(z)f(z) + \frac{g_0}{2}f(z) \\ \left[2\beta_2 C^2(z) - \frac{dC}{dz} \right] \frac{1}{f(z)^6} e^{2g_0 z} \varrho^2 - \frac{1}{f(z)^2} \frac{d\Phi}{dz} = \underbrace{\frac{\beta_2}{2} \frac{f(z)^2}{F(\varrho)} \frac{d^2 F}{d\varrho^2} e^{-2g_0 z}}_I - \underbrace{\gamma F^2(\varrho)}_{II} \end{cases} \quad (2.7)$$

Cette dernière équation présente, de la même manière que dans la partie droite de l'équation (2.2), deux facteurs dont l'influence, l'un par rapport à l'autre, définit le comportement asymptotique de l'impulsion dans les deux structures que constituent le cœur et les ailes de celle-ci.

2.2.1.1 Le régime asymptotique principal

La fonction $F(\varrho)$ décrit l'évolution de l'enveloppe de l'impulsion lors de sa propagation dans l'amplificateur fibré. Si on ne considère que sa partie centrale et que la distance propagée dans l'amplificateur est relativement importante, il est possible de négliger le terme I dans l'équation (2.7). Afin de déterminer la prédominance de chacun des deux facteurs précédemment cités, un coefficient N est alors défini de la manière suivante :

$$N^2 = \frac{|\gamma F^2(\varrho)|}{\frac{\beta_2}{2F(\varrho)} \frac{d^2 F}{d\varrho^2} f^2(z) e^{-2g_o z}} \quad (2.8)$$

Dans le cas où ce coefficient est suffisamment important, l'équation (2.7) peut être simplifiée pour définir la solution asymptotique principale de l'enveloppe impulsionnelle (*cf. équation (2.3)*). Le champ électrique présente alors les caractéristiques suivantes :

$$P(z,t) = |A(z,t)|^2 = \begin{cases} P_o e^{\frac{2g_o z}{3}} \left(1 - \frac{t^2}{T_p(z)^2}\right) & , \quad |t| \leq T_p(z) \\ 0 & , \quad |t| > T_p(z) \end{cases} \quad (2.9)$$

$$P_o = \frac{1}{4} \left(\frac{g_o U_{in}}{\sqrt{\gamma \beta_2/2}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad T_p(z) = \frac{6(\gamma \beta_2/2 P_o)^{\frac{1}{2}}}{g_o} e^{\frac{g_o z}{3}} \quad (2.10)$$

$$\tilde{P}(z,\omega) = |\tilde{A}(z,\omega)|^2 = \begin{cases} \frac{3 \beta_2 P_o}{g_o} e^{\frac{2g_o z}{3}} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right) & , \quad |\omega| \leq \omega_p(z) \\ 0 & , \quad |\omega| > \omega_p(z) \end{cases} \quad (2.11)$$

$$\omega_p(z) = \left(\frac{2\gamma P_o}{\beta_2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{g_o z}{3}} \quad \Omega(t) = -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \frac{g_o}{3\beta_2} t \quad \tilde{t}(\omega) = \frac{\partial \tilde{\phi}(\omega)}{\partial \omega} = \frac{3\beta_2}{g_o} \omega \quad (2.12)$$

Pour ces équations, la variable P_o correspond à la puissance crête de l'impulsion, de pulsation centrale ω_o et d'énergie U_{in} introduite dans l'amplificateur. Le paramètre $\Omega(t)$ décrit quant à lui le chirp de celle-ci au cours de sa propagation, tandis que $T_p(z)$ et $\omega_p(z)$ définissent les limites temporelles et spectrales de la solution asymptotique principale de l'impulsion.

Propriétés remarquables

A partir de ces équations nous pouvons effectuer plusieurs constatations ; la première est que l'impulsion présente une enveloppe temporelle parabolique qui est maintenue au cours de sa propagation dans l'amplificateur, définissant ainsi un régime autosimilaire. La seconde est que l'acquisition de ce profil par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe, ni de sa phase, mais uniquement de son énergie initiale [70]. Enfin le chirp du similariton est indépendant des caractéristiques initiales de l'impulsion, celui-ci dépendant uniquement des paramètres de dispersion et de gain de l'amplificateur. Ces caractéristiques de restructuration des enveloppes temporelle et spectrale ainsi que de la phase impulsionnelle [71], rendent les similaritons aptes à la synthèse et à la régénération de signaux optiques [72, 73] ainsi qu'à une utilisation dans le domaine des télécommunications [74, 75]. Cependant, il faut noter le fait que la largeur temporelle de l'enveloppe ainsi que le chirp de l'impulsion introduite dans l'amplificateur influent sur la dynamique d'évolution de celle-ci vers son régime asymptotique [62, 71]. Nous pouvons aussi remarquer que la dispersion et la non-linéarité étant définies par les caractéristiques structurelles de la fibre optique utilisée pour l'amplification, les seules variables d'ajustement, pour que l'impulsion entre dans le régime asymptotique parabolique, sont donc son énergie et le gain linéique du milieu de propagation. Enfin nous notons que le spectre des similaritons présente aussi une structure asymptotique parabolique qui s'élargit de manière exponentielle durant la propagation (*cf. figure 2.4*), impliquant de ce fait une limite physique à ce régime par la bande spectrale d'amplification du milieu à gain [76, 77].

Les similaritons présentant un chirp linéaire et un profil parabolique, ils pourront donc se propager de manière autosimilaire dans une fibre passive à dispersion normale. De plus, l'amplification de ces impulsions s'effectue sans effet de wave breaking, ce qui a permis d'envisager leur utilisation dans des cavités laser fibrées pour la génération d'impulsions supérieures à 100 pJ [78-80] ; énergie à partir de laquelle des impulsions multiples peuvent apparaître dans les lasers fibrés solitoniques.

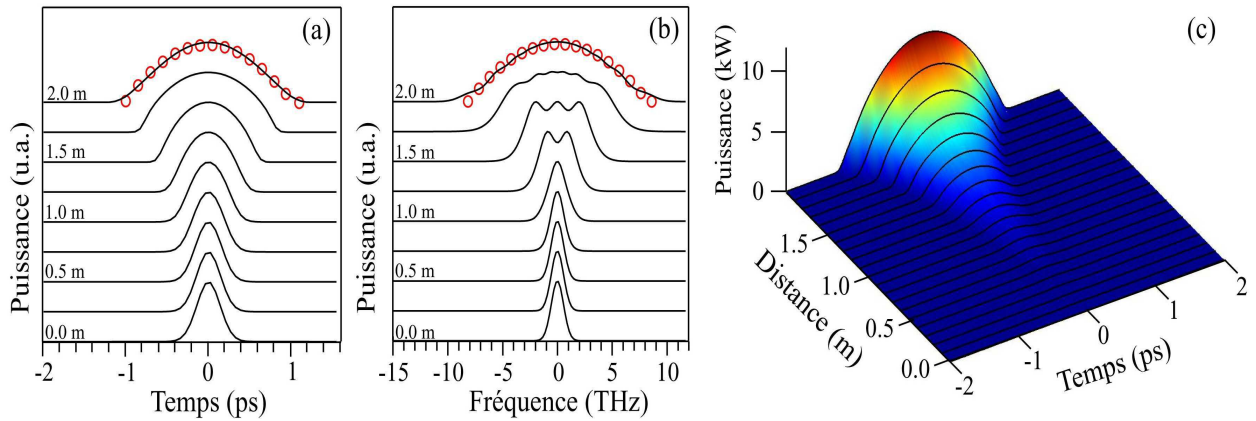


Fig 2.4 - Evolution temporelle (a) et spectrale (b) d'une impulsion Gaussienne vers un similariton dans un amplificateur de 2 m (traits continus). Régressions paraboliques (cercles). Paramètres de la simulation : Impulsion de 200 fs de largeur à mi-hauteur et de 12 pJ propagée dans une fibre de dispersion $\beta_2 = 25 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, de non-linéarité $\gamma = 5.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et de gain constant $g_0 = 1.9 \text{ m}^{-1}$. (c) : Evolution du profil impulsionnel dans l'amplificateur de 2 m.

2.2.1.2 Le régime asymptotique intermédiaire

En considérant que la distance de propagation de l'impulsion optique dans l'amplificateur est telle que l'on soit au début de son entrée dans le régime asymptotique, il est possible de déterminer une solution analytique à l'équation (2.7) pour les ailes de cette impulsion en supposant maintenant que le terme I est devenu le terme prédominant. En sachant que l'équation est toujours définie par une phase parabolique de la forme $\phi_w(z,t) = \Phi_w(z) + C_w(z)t^2$ et par une variable d'autosimilarité $\varrho_w = f_w^2(z)e^{-g_0 z}t$, sa résolution définit les solutions suivantes pour les ailes de l'impulsion :

$$P_w(z,t) = \frac{B^2}{z} e^{g_0 z} e^{-2\Lambda \frac{|t|}{z}} \quad \Omega_w(z,t) = -\frac{\partial \phi_w}{\partial t} = \frac{1}{\beta_2 z} t \quad (2.13)$$

où pour ces deux relations Λ et B sont des paramètres dépendant du profil impulsional injecté dans le milieu, de l'énergie initiale de l'impulsion ainsi que des caractéristiques de l'amplificateur. Dans le cas d'une impulsion sécante hyperbolique, leurs valeurs sont approximées par les relations suivantes :

$$B \simeq 4\beta_2^{-1}\gamma^{1/4}g^{1/4}U_{\text{in}}^{3/4}\Delta t^{5/4}, \quad \Lambda \simeq \frac{7}{4}\frac{\Delta t}{\beta_2} \quad (2.14)$$

Nous pouvons remarquer que l'amplitude des ailes est déterminée principalement par l'énergie et la largeur temporelle des impulsions. L'observation de cette structure nécessitera donc un choix judicieux dans la condition de fonctionnement du laser impulsional pour avoir la possibilité de caractériser celle-ci.

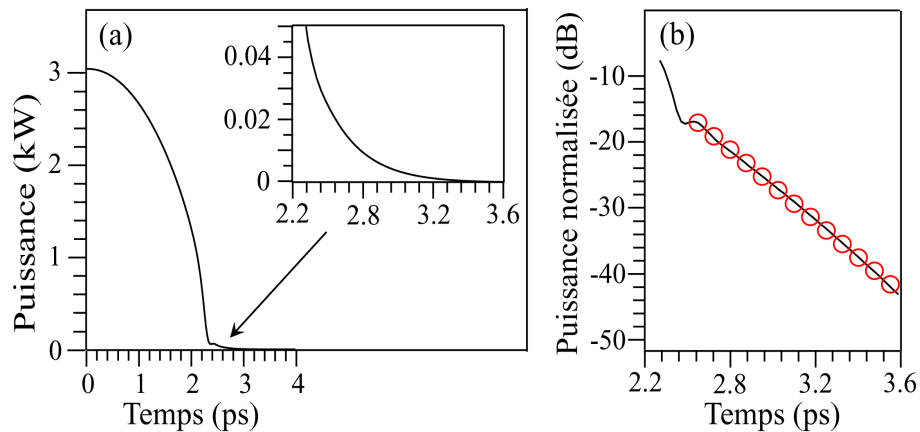


Fig 2.5 - **(a)** : Profil d'intensité d'un similariton obtenu par simulation de la propagation d'une impulsion Gaussienne de 100 pJ et de 1.1 ps de largeur à mi-hauteur dans un amplificateur de 5 m, de gain constant $g_0 = 0.5 \text{ m}^{-1}$, de dispersion $\beta_2 = 30 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ et de non-linéarité $\gamma = 6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. **(b)** : Représentation en échelle logarithmique de l'aile du similariton (trait continu), régression linéaire (cercles).

Propriétés remarquables

Nous pouvons observer que le chirp de la région des ailes, bien que strictement linéaire, présente une pente fondamentalement différente de celle du cœur de l'impulsion. Cette rupture dans la continuité du chirp pourrait théoriquement engendrer un phénomène de wave breaking (*cf. figure 2.6*). Cependant, du fait que le régime asymptotique intermédiaire n'existe que durant la première partie de l'évolution de l'impulsion vers son régime asymptotique (*cf. équation (2.8)*), cet effet reste faible et disparaît avec la propagation de l'impulsion dans le régime autosimilaire. Nous pouvons aussi observer dans l'équation (2.13) que l'amplitude des ailes de l'impulsion présente une décroissance exponentielle [13]. Cette caractéristique structurelle est souvent utilisée pour leur représentation ; ainsi en échelle logarithmique, le similariton présente des bords abruptes et des ailes décroissant linéairement avec le temps (*cf. figures 5.4 & 2.6*).

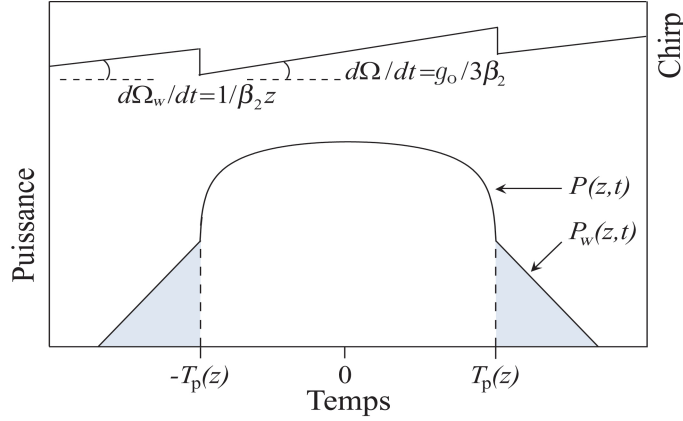


Fig 2.6 - Représentation générale des caractéristiques asymptotiques d'une impulsion parabolique : Profil d'intensité de l'impulsion en échelle logarithmique et chirp en échelle linéaire. La surface grisée représente les ailes du similariton.

2.2.1.3 Critères de fonctionnement d'un amplificateur à similaritons

La restructuration de l'impulsion en un similariton s'effectue au cours de sa propagation dans l'amplificateur. Pour la réalisation d'une telle source, il est donc nécessaire de définir une distance caractéristique permettant de s'assurer de l'acquisition par l'impulsion du profil recherché. Pour cela, il est possible, en considérant un coefficient N suffisamment important (*cf. équation (2.8)*), de déterminer une longueur de fibre optique pour laquelle la structure parabolique principale prédomine dans l'impulsion [11]. Cette distance s'exprime sous la forme :

$$Z_c = \frac{3}{2g_0} \ln \left(\frac{N g_0}{6 \gamma P_0} \right) \quad (2.15)$$

Dans le cas d'un amplificateur idéal (gain constant et bande spectrale de gain infinie), des simulations ont montré que pour un coefficient N de 100, l'impulsion parabolique, représentée sur la figure (2.4), présente les propriétés asymptotiques de ce régime dans les espaces

temporel et fréquentiel (3.8 m de propagation). En effet, pour cette valeur, l'écart quadratique moyen du profil impulsional avec sa régression parabolique est alors inférieur à 10% de sa valeur quadratique moyenne [11, 64].

Bien que théoriquement il suffise d'adapter le gain et l'énergie de l'impulsion, via la puissance de l'onde pompe et la puissance moyenne de la source impulsionnelle, pour générer des similaritons dans l'amplificateur, il est nécessaire de prendre en considération la puissance crête et la largeur temporelle des impulsions introduites et de choisir une fibre optique présentant des caractéristiques facilitant l'obtention de ces profils impulsionsnels. La théorie de V.I. Kruglov *et al* ne donne que peu d'informations sur ce paramètre temporel ; cependant, en reprenant l'équation (2.10) et en considérant dans l'absolu que l'impulsion introduite à une largeur à mi-hauteur T_o égale au paramètre caractéristique $T_p(0)$, il est possible de définir une relation entre le gain de l'amplificateur, les paramètres de la fibre et les caractéristiques de l'impulsion introduite dans celle-ci :

$$g_o = \frac{3\sqrt{2\gamma\beta_2 P_o}}{T_o} \quad (2.16)$$

Suivant la technique d'amplification utilisée pour générer les similaritons, le gain linéique g_o susceptible d'être obtenu varie de manière importante, allant du millième de m^{-1} dans le cas de l'amplification par effet Raman [72, 81] à l'ordre du m^{-1} dans le cas de fibres dopées [82-84]. Afin d'utiliser des impulsions les plus énergétiques possibles, cette contrainte impose dans le cas de l'amplification Raman de travailler avec une fibre en régime de dispersion normale à proximité de sa longueur d'onde de dispersion nulle et d'utiliser des impulsions de plusieurs picosecondes de largeur temporelle pour une énergie de l'ordre de quelques picojoules [72, 85]. Pour les fibres dopées, la dispersion de vitesse de groupe peut quant à elle dépasser la dizaine de $ps^2.km^{-1}$, pour des impulsions comprises entre 200 fs et 2 ps, et des énergies allant de la dizaine à la centaine de picojoules [13, 62, 71].

2.2.2 Influences de l'évolution longitudinale du gain

La théorie sur la génération des impulsions paraboliques dont nous avons décrit les principaux résultats dans les paragraphes précédents, suppose que le gain tout au long de la propagation reste constant. Cette hypothèse théorique ne peut pas être obtenue dans des conditions standards d'utilisation des amplificateurs fibrés (*cf. section 1.4.3*) ; elle n'est cependant pas restrictive pour la génération de similaritons. En effet, les études théoriques et numériques, dans le cas d'un gain variant longitudinalement de manière quelconque, assurent la possibilité de générer des similaritons évoluant de manière asymptotique dans un amplificateur [63]. L'enveloppe de l'impulsion se mettant sous la forme :

$$P(z,t) = \frac{3 U(z)}{4 T_p(z)} \left(1 - \frac{t^2}{T_p(z)^2} \right) \quad (2.17)$$

avec $U(z)$ l'énergie du similariton au cours de sa propagation.

Cette étude complémentaire à celle de M.E. Fermann *et al* [62] allège les critères de génération de ces profils impulsionnels. Ainsi par une dérive de la localisation spatiale de l'entrée de l'impulsion dans le régime asymptotique (*cf. équation (2.15)*), via une modification de la puissance de pompe, il est possible de faire évoluer dans l'amplificateur, les caractéristiques d'énergie, de puissance crête et de chirp du similariton (*cf. équations (2.10) & (2.12)*) [85]. Cette propriété devient aussi valable pour un changement des caractéristiques de l'impulsion introduite [81].

2.2.3 Génération d'ondes solitaires

Lors de sa propagation, le similariton voit sa largeur spectrale croître exponentiellement. Cependant la bande de transition électronique des ions dopants est limitée : une fibre dopée ytterbium présente une bande spectrale d'amplification d'environ 60 nm (17 THz) [86] tandis que pour les ions erbium celle-ci est d'environ 40 nm (5 THz). Lorsque le similariton possède une largeur spectrale telle que ses composantes externes ne peuvent plus être amplifiées par le milieu, l'impulsion se restructure en un nouveau profil (*cf. figure 2.7(a)*). Sous certaines conditions, celui-ci peut être stabilisé en puissance et en largeur temporelle : une onde solitaire en régime de dispersion normale est alors générée. L'étude numériquement effectuée par A.C. Peacock *et al* [76] basée sur le modèle développé par S. Chi *et al* (*cf. équation (1.4.3)*), met en évidence le fait que le similariton doit présenter un chirp important avant d'être limité spectralement pour avoir la possibilité d'évoluer vers une onde solitaire. De plus, pour tendre vers une puissance crête stable, le milieu à gain doit présenter une perte α définie à partir des caractéristiques de la fibre et de l'impulsion (*cf. figure 2.7(b)*). Lors de leurs

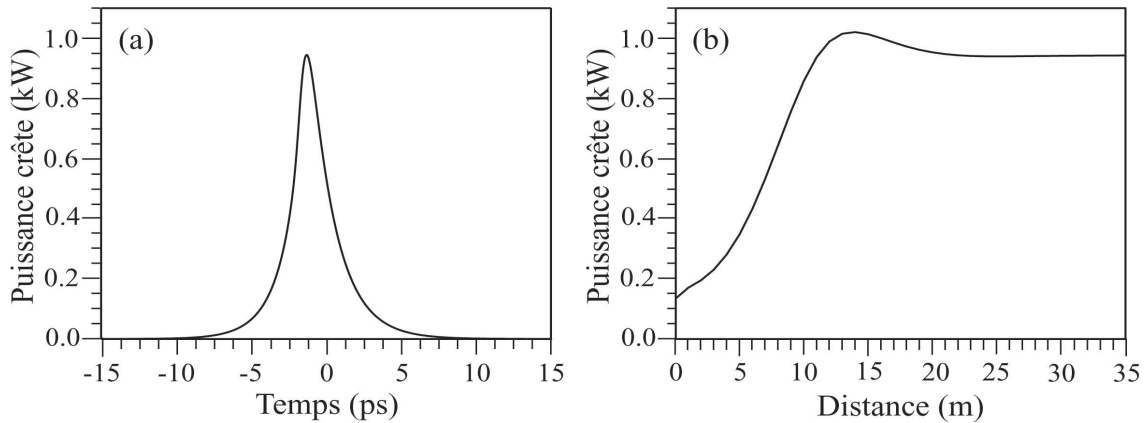


Fig 2.7 - **(a)** : Profil impulsionnel observé par simulation après 35 m de propagation dans une fibre dopée erbium de 4 THz de bande passante ($T_2 = 80$ fs) et de paramètres : $\beta_2 = 35$ ps².km⁻¹, $\gamma = 6$ W⁻¹.km⁻¹, $g_0 = 1.44$ m⁻¹, $\alpha = 0.6$ g₀, dans le cas d'un profil injecté Gaussien de 500 fs de largeur à mi-hauteur et de 70 pJ. **(b)** : Evolution de la puissance crête impulsionnelle en fonction de la distance propagée dans l'amplificateur.

simulations, une formule empirique a pu être élaborée :

$$P_o = \frac{3}{2} \left(\frac{g_o}{\alpha} - 1 \right) \frac{\beta_2}{T_2^2 \gamma} \quad (2.18)$$

dans laquelle P_o correspond à la puissance crête de l'onde solitaire. La génération de ces ondes nécessite donc des conditions sévères sur les caractéristiques de l'amplificateur et de l'impulsion ainsi que sur les pertes linéiques du milieu, qui dans le cas de fibres dopées erbium ou ytterbium doivent être comprises entre 0.3 et $0.7 g_o$. Ceci explique que cette classe d'impulsions n'ait encore pu être observée expérimentalement.

2.3 Génération de similaritons dans les milieux passifs

Nous avons précédemment décrit que les impulsions paraboliques étaient générées à partir de la combinaison de l'effet dispersif et de l'effet SPM dans un milieu amplificateur. Il semblait cependant impossible de générer ces profils dans un milieu passif, c'est à dire que l'impulsion puisse modifier, par sa simple propagation dans une fibre, sa distribution énergétique pour acquérir un profil asymptotique parabolique et un chirp strictement linéaire. La solution théorique à ce problème fut proposée par T. Hirooka *et al* en 2004 [87] avec l'utilisation d'une fibre à dispersion de vitesse de groupe normale décroissante (ND-DDF). Nous présentons cette étude qui pourrait préfigurer une nouvelle méthode de génération de profils impulsionnels paraboliques.

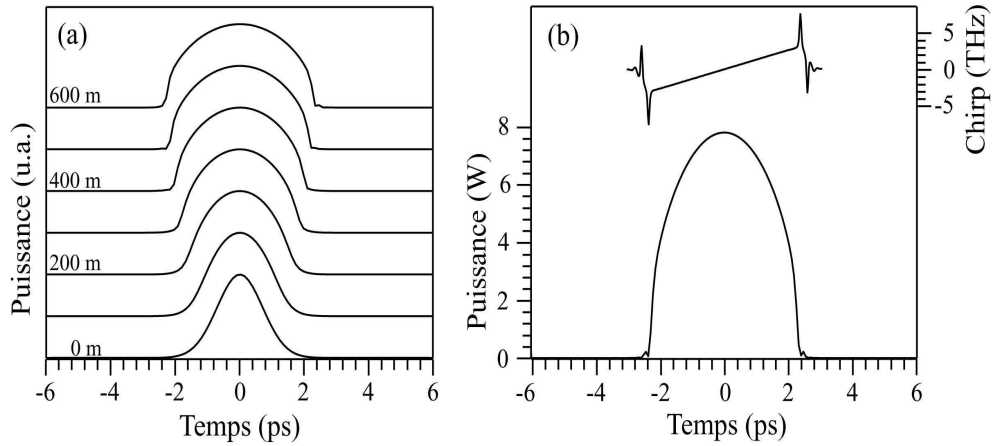


Fig 2.8 - (a) : Evolution temporelle d'une impulsion Gaussienne vers un similariton dans une fibre ND-DDF de 600 m. (b) : Profil d'intensité et chirp de l'impulsion à la sortie de la fibre. Paramètres de la simulation : Impulsion Gaussienne de 1 ps (à $1/e$) et de 30 pJ propagée dans une fibre de dispersion $\beta_2(0) = 1.25 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, de non-linéarité $\gamma = 3.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et de paramètre $g_o = 0.028 \text{ m}^{-1}$.

Cette théorie est basée sur l'équation non-linéaire de Schrödinger sans gain mais à dispersion variable :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} D(z) \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i \gamma |E|^2 E(z,t) \quad (2.19)$$

En introduisant dans cette équation un nouveau système de variables $\xi = \int_0^z D(z')dz'$ et en renormalisant l'onde sous la forme $\vartheta(\xi, t) = E(\xi, t)/\sqrt{D(\xi)}$, l'équation (2.19) devient :

$$\begin{cases} i \frac{\partial \vartheta(\xi, t)}{\partial \xi} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \vartheta(\xi, t)}{\partial t^2} - \gamma |\vartheta|^2 \vartheta(\xi, t) + i \frac{\Gamma(\xi)}{2} \vartheta(\xi, t) \\ \Gamma(\xi) = -\frac{1}{D^2(z)} \frac{dD}{dz} \end{cases} \quad (2.20)$$

Il apparaît alors, que le terme $\Gamma(\xi)$ de l'équation (2.20) peut être vu comme un terme de gain "virtuel". Dans le cas d'une fonction d'évolution de la dispersion de la vitesse de groupe de la forme :

$$D(z) = \frac{1}{1 + g_o z} \quad (2.21)$$

le paramètre Γ devient constant et prend la valeur g_o . Cette condition permet alors à l'équation (2.20) de devenir similaire à celle ayant servi à l'élaboration de la théorie généralisée des similaritons (*cf. équation (2.5)*). T. Hirooka *et al* purent alors montrer que pour un chirp linéaire, la solution asymptotique générée dans la fibre ND-DDF est de la forme :

$$E(z, t) = \begin{cases} \sqrt{P(z)} \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p(z)^2}} e^{i\phi(z, t)} & , \quad |t| \leq T_p(z) \\ 0 & , \quad |t| > T_p(z) \end{cases} \quad (2.22)$$

pour laquelle les paramètres de l'enveloppe et de la phase sont donnés par :

$$P(z) = \frac{U_{\text{in}}^{\frac{2}{3}}}{4} \left[\frac{2g_o^2}{\gamma\beta_2(1 + g_o z)} \right]^{\frac{1}{3}} , \quad T_p(z) = 3U_{\text{in}}^{\frac{1}{3}} \left[\frac{\gamma\beta_2(1 + g_o z)}{2g_o^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.23)$$

$$\phi(z, t) = -\frac{g_o}{6\beta_2} t^2 + \gamma \int_0^z P(z') dz' \quad (2.24)$$

Il en découle que la dispersion β_2 à l'entrée de cette fibre, sa courbure g_o au cours de la propagation et le coefficient de non-linéarité γ déterminent avec l'énergie U_{in} de l'impulsion d'entrée, les caractéristiques de largeur temporelle et de puissance crête du similariton à la sortie de celle-ci. Comme dans le cas des dispositifs actifs, l'acquisition du régime asymptotique dans une telle fibre ne dépend ni de la structure de l'enveloppe, ni du chirp de l'impulsion initiale.

CARACTÉRISATION D'IMPULSIONS PAR LA TECHNIQUE SHG-FROG

Depuis la mise en place des techniques permettant de générer et de maintenir des lasers en régime impulsif, la génération d'impulsions dans les lasers massifs et fibrés a été étudiée de manière intensive. Il est aujourd'hui possible d'émettre des impulsions dans un domaine spectral allant de l'infrarouge à l'ultraviolet, et la durée de celles-ci peut approcher le cycle optique [88, 89]. D'autre part, dans le but de développer des sources à haut débit, des études ont été menées afin d'augmenter le taux de répétition, qui dépasse aujourd'hui plusieurs dizaines de gigaHertz [90, 91]. La génération de ces impulsions de plus en plus courtes s'est accompagnée de l'accroissement des puissances crêtes impulsives mettant en jeu des phénomènes d'interaction avec la matière de plus en plus complexes. Il est donc apparu comme crucial de connaître précisément les caractéristiques des impulsions afin de prévoir leur comportement lors de leur propagation dans les systèmes optiques. Ces quinze dernières années ont donc connu le développement de diverses techniques permettant de caractériser celles-ci. Basées initialement sur des mesures dans le domaine spectral ou le domaine temporel, elles se sont rapidement vues confrontées à l'impossibilité de déterminer le champ impulsif de manière certaine.

Dans ce chapitre, nous présenterons une rapide description de la technique de caractérisation basée sur l'autocorrélation d'intensité avant de nous intéresser à la technique FROG (Frequency Resolved Optical Gating). Nous détaillerons alors l'algorithme de déconvolution permettant de reconstruire les profils de phase et d'amplitude à partir de son spectrogramme. Enfin, nous porterons notre attention sur l'influence du niveau de bruit dans la capacité de restitution de cet algorithme dans le cas de similaritons.

3.1 L'autocorrélateur d'intensité

La technique la plus simple pour effectuer la détection d'impulsions consiste à utiliser un photodétecteur couplé à un oscilloscope, permettant de visualiser en temps réel l'évolution de leur profil d'intensité. Ces détecteurs sont tous quadratiques, ils ne donnent donc aucune information sur la phase du champ électrique. De plus, pour des impulsions de durées inférieures à 20 ps, les dispositifs optoélectroniques atteignent leurs limites, la résolution temporelle devenant insuffisante; il est alors nécessaire de se tourner vers des dispositifs basés sur des analyseurs de spectres et sur des autocorrélateurs.

Un outil répandu pour caractériser des impulsions picosecondes ou femtosecondes dans le domaine temporel est l'autocorrélateur d'intensité. Cette technique ne permet pas d'avoir d'informations sur la phase temporelle $\phi(t)$ de l'impulsion mais permet une estimation de sa structure, par la présence (ou l'absence) de lobes latéraux sur le profil relevé.

Le schéma de principe d'un autocorrélateur d'intensité est représenté par la figure 3.1. Ce système est basé sur la séparation de l'impulsion à caractériser en deux répliques de même puissance, par le passage de celle-ci dans un Michelson non colinéaire où les deux bras du montage sont non symétriques (une configuration colinéaire peut aussi être envisagée). A la sortie de celui-ci, les deux impulsions sont focalisées via une lentille dans un matériau non-linéaire et le photodétecteur (photodiode standard, à avalanche ou photomultiplicateur) placé derrière celui-ci relève le signal généré. La gestion du retard temporel de l'une des impulsions, par le déplacement d'un des rétro-rélecteurs du montage, permet d'observer une

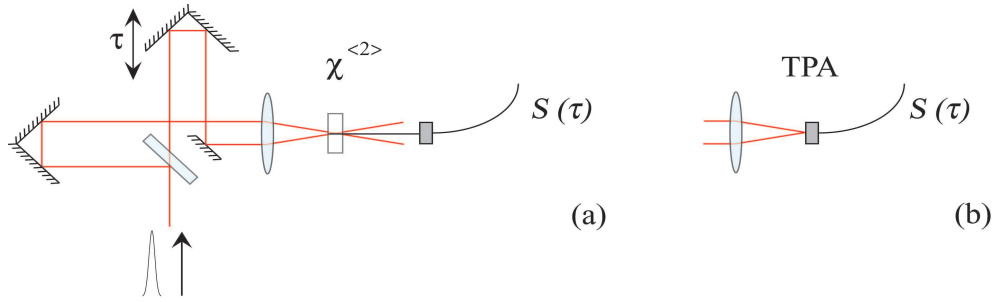


Fig 3.1 - (a) : Schéma de principe de l'autocorrélateur d'intensité. (b) : Partie terminale de l'autocorrélateur d'intensité utilisant le phénomène d'absorption à deux photons.

réponse de la forme :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (3.1)$$

où τ représente le retard temporel introduit mécaniquement par l'un des bras du Michelson.

La génération de ce signal nécessite un processus $\chi^{<2>}$, si bien que dans le cas d'impulsions à la longueur d'onde de 1550 nm, il est nécessaire d'utiliser un détecteur sensible à une onde incidente à 775 nm tel qu'une diode silicium .

Ce dispositif utilisant un cristal non-linéaire peut cependant être aisément remplacé par une simple diode, effectuant l'autocorrélation de l'impulsion par un processus d'absorption à deux photons (TPA) [92-95]. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un photodétecteur dont la bande spectrale d'absorption ne se chevauche pas avec la bande spectrale des impulsions à caractériser, afin d'éviter toute réponse linéaire du composant. De plus l'énergie de la bande interdite d'absorption de la diode doit être inférieure à l'énergie de deux photons incidents [96]. Ces deux conditions se trouvent être vérifiées pour des diodes électroluminescentes GaAs dans le cas d'impulsions laser à 1550 nm [97].

Détermination des caractéristiques impulsionnelles

Le courant électrique obtenu par une de ces deux méthodes est mesuré en fonction du déplacement du bras mobile du montage, générant le profil d'autocorrélation d'intensité $S(\tau)$. Dans le cas d'impulsions de profil sécante hyperbolique, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion Δt peut être reliée à la largeur à mi-hauteur $\Delta \tau$ de cette fonction [98] :

$$\Delta t = 0.648 \Delta \tau \quad (3.2)$$

permettant ainsi d'obtenir, dans le cas d'impulsions simples, une estimation rapide de la largeur temporelle impulsionnelle.

A partir de la mesure de cette fonction et en sachant que l'influence de la phase temporelle s'observe sur le profil de son spectre, divers programmes utilisant l'algorithme de Gerchberg-Saxton [99] et les travaux de J. Peatross *et al* [100] ont été développés pour reconstruire le champ électrique. Cependant, ceux-ci ne peuvent assurer l'unicité de la solution retrouvée et ont été rapidement délaissés pour ne plus être utilisés qu'en tant que générateurs de préprofils pour les algorithmes de déconvolution des systèmes FROG [14].

3.2 Caractérisation par corrélation résolue en fréquence

Les recherches de dispositifs permettant de résoudre les problèmes liés à l'indétermination de la phase, à l'unicité du champ retrouvé et assurant une caractérisation du champ électrique pour toute impulsion femtoseconde ou picoseconde, ont amené à l'élaboration des techniques de corrélations résolues en fréquence. Parmi celles-ci, nous détaillerons particulièrement l'autocorrélation par doublage de fréquence qui par sa grande sensibilité fait d'elle la référence des systèmes FROG actuels.

3.2.1 Principe de la technique

La technique FROG développée en 1993 [101] marque sa différence par le fait qu'elle est basée sur l'étude simultanée dans les deux espaces de représentation de l'impulsion. Son principe, détaillé dans la figure 3.2, consiste à découper en "tranche" une impulsion temporelle à l'aide d'une fonction porte $G(t)$. Cette fonction est de retard variable et doit permettre de sélectionner tout ou partie de l'impulsion à caractériser. L'interaction temporelle entre l'impulsion et la fonction porte est alors décomposée sous forme d'un spectre déterminant l'information pour la tranche temporelle définie. En faisant varier le retard temporel de la fonction $G(t)$, il est alors possible, à partir des spectres acquis successivement, de construire un spectrogramme de l'interaction. Cette représentation temps-fréquence des caractéristiques de l'impulsion est appelée trace FROG, et est définie par la relation :

$$\tilde{I}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)G(t - \tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (3.3)$$

dans laquelle $P(t)$ est le champ de l'impulsion à caractériser et τ le retard temporel généré par le déplacement d'un bras du corrélateur. Cette technique nécessite cependant, pour fonctionner correctement, que la fonction porte soit synchronisée en déclenchement ainsi qu'en taux de répétition avec la source impulsionnelle à analyser. Une configuration habituellement choisie consiste alors à utiliser l'impulsion elle-même comme fonction porte, pour procéder à son autocorrélation résolue en fréquence.

La technique FROG reste cependant une méthode indirecte de caractérisation de l'amplitude et de la phase de l'impulsion ; elle nécessite donc une étape de retraitement numérique qui consiste à rechercher par processus itératifs un champ $P_{\text{alg}}(t)$ générant un spectrogramme le plus fidèle possible à celui ayant été obtenu expérimentalement. Bien que nécessitant plusieurs minutes pour effectuer les acquisitions successives des différents spectres, cette technique offre l'avantage, de part cette caractéristique d'accumulation des données, de pouvoir restituer un champ solution dont l'unicité est quasi-assurée [14].

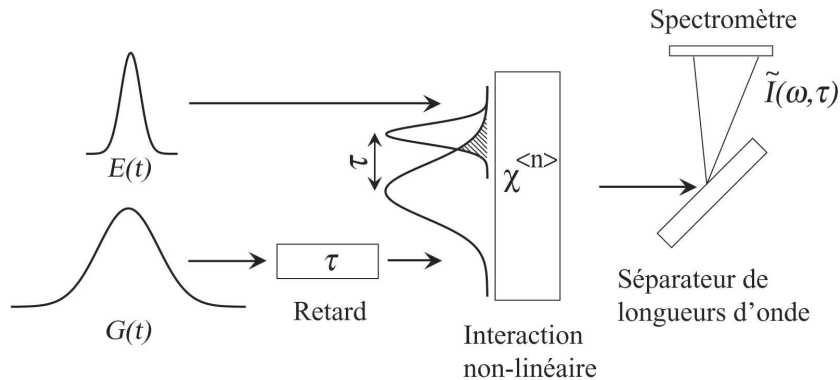


Fig 3.2 - Schéma décrivant le principe de la corrélation résolue en fréquence

3.2.2 Le système de caractérisation SHG-FROG

Afin d'effectuer la corrélation entre la fonction porte et l'impulsion, de nombreuses configurations ont été proposées utilisant divers effets non-linéaires. Parmi ceux-ci nous pouvons citer succinctement la génération de second harmonique en système colinéaire [102, 103] et non colinéaire [104], la cascade non-linéaire [105], le mélange quatre ondes [106], la génération de troisième harmonique [107] et la modulation de phase croisée [108]. Parmi ces différents processus de corrélation, une configuration basée sur le doublage de fréquence offre par l'utilisation d'un processus $\chi^{<2>}$, dans le cas de l'utilisation de cristaux non-linéaires de faible épaisseur, une plus grande sensibilité que des processus d'ordre trois et requière des puissances crêtes plus faibles. Si on utilise celui-ci pour effectuer une autocorrélation résolue en fréquence de l'impulsion, la trace FROG construite par analyse spectrale du signal de second harmonique est définie par le relation :

$$\tilde{I}_{\text{SHG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)P(t - \tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (3.4)$$

Cette configuration possède toutefois un défaut : le champ $P(t)$ et sa réplique par retournement temporel $P(-t)$ conduisent à la génération d'une trace FROG identique ; il est donc impossible de connaître à priori le sens de l'axe des temps du champ impulsionnel obtenu après retraitement du spectrogramme [109]. Cette indétermination peut toutefois être levée par une connaissance des processus physiques intervenant dans la structuration de l'impulsion caractérisée, ou par l'insertion à l'entrée du montage d'une lame à faces parallèles générant une impulsion secondaire de faible puissance succédant à l'impulsion principale, ou enfin par modélisation numérique.

Le schéma du montage de l'autocorrélateur optique SHG-FROG pour un cristal de second harmonique en configuration de type I est représenté sur la figure 3.3. De manière identique à l'autocorrélateur d'intensité dont nous avons décrit le montage ainsi que le fonctionnement, le dispositif SHG-FROG utilise une lame séparatrice 50/50 ainsi qu'un miroir afin d'obtenir, après passage des faisceaux dans les rétrorélecteurs, deux faisceaux parallèles de même polarisation ; condition nécessaire à la génération d'un signal de second harmonique pour

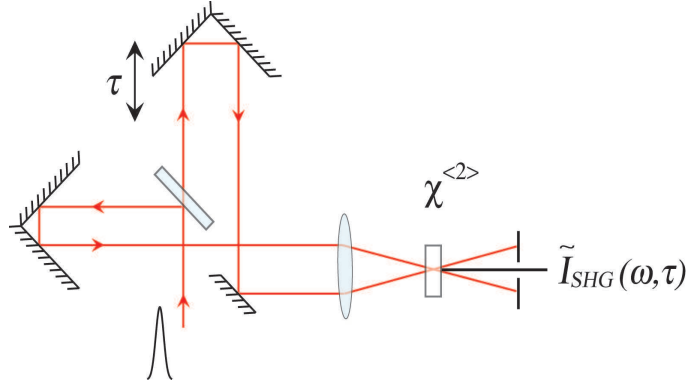


Fig 3.3 - Schéma de principe du montage SHG-FROG en configuration de type I.

cette configuration de cristal. Un montage simplifié faisant passer par deux fois les faisceaux dans la lame séparatrice peut être envisagé dans le cas de fortes puissances impulsionnelles. Cependant un tel dispositif implique une atténuation d'un facteur deux de la puissance provenant de chaque bras du corrélateur par rapport à la configuration adoptant un miroir, soit une atténuation d'un facteur quatre de la puissance de second harmonique relevée par le spectromètre.

3.3 Algorithme de récupération du champ électrique

Un spectrogramme obtenu expérimentalement ne permet pas de connaître directement l'amplitude ni la phase de l'impulsion ayant servi à sa génération ; pour cela, il est nécessaire de faire appel à un programme de déconvolution. Parmi les différents algorithmes capables de retrouver le champ électrique à partir de la trace FROG, ceux dont le principe repose sur des projections généralisées (GP) se distinguent par leur fiabilité [110, 111]. Cette méthode assure la convergence de l'algorithme par deux contraintes inhérentes à la technique de caractérisation des impulsions (*cf. figure 3.4*). La première consiste dans la méthode de génération par effets non-linéaires du champ expérimental $E(t, \tau)$, tandis que la seconde est imposée par la correspondance de l'intensité $\tilde{I}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$ au spectrogramme expérimental $\tilde{I}(\omega, \tau)$. Dans l'ensemble des représentations des champs électriques, nous pouvons donc définir deux sous-ensembles dont chacun vérifie une des deux contraintes, et dont le point d'intersection correspond théoriquement au champ générateur du spectrogramme expérimental. Le champ solution est alors trouvé à partir d'un champ initial $P_{\text{alg}}(t)$ qui est projeté successivement sur l'une puis sur l'autre des contraintes ; l'algorithme corrigeant à chaque projection le champ itéré pour qu'il convienne le mieux possible à celles-ci (*cf. section 3.3.2*).

Une variante de cette technique appelée méthode généralisée de projections des composantes principales (PCGP) est aujourd'hui couramment employée dans le cas de fonctions portes complexes [112, 113]. Basé sur l'idée que la trace FROG est construite à partir de deux tenseurs représentant l'impulsion et la fonction porte, l'algorithme utilise alors des propriétés d'algèbre linéaire pour générer les champs électriques solutions (*cf. section 3.3.3*). Enfin, du fait que lors de l'acquisition, les spectres expérimentaux sont bruités, l'évolution de l'algorithme sur les surfaces des contraintes peut être perturbée et provoquer une stagnation

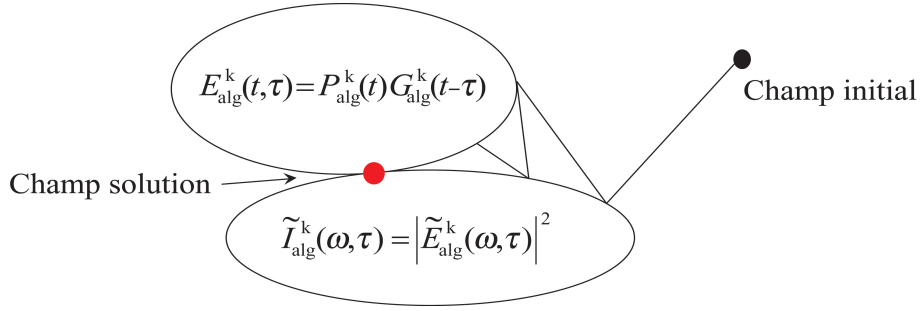


Fig 3.4 - Principe de l'algorithme de récupération par projections généralisées (GP).

du champ itéré sur une solution intermédiaire plus ou moins éloignée du champ optimal. Habituellement, la technique consiste à effectuer des filtrages numériques du spectrogramme expérimental et à modifier le champ initial $P_{\text{alg}}(t)$ (cf. figure 3.4). On peut toutefois citer une méthode provoquant des “mutations” locales et des brassages “génétiques” dans les champs solutions offrant les meilleures convergences [114].

3.3.1 Méthode de la projection généralisée

Nous détaillons dans ce paragraphe les différentes étapes du processus de déconvolution d'un spectrogramme par la méthode généralisée de projections des composantes principales (cf. figure 3.5). La trace FROG introduite dans ce programme doit être vue comme une matrice de données de N lignes et de N colonnes enregistrées avec un pas temporel $\Delta\tau_e$ et fréquentiel Δf_e , dont le paramétrage est imposé par les algorithmes de transformées de Fourier rapides : $\Delta\tau_e = 1/(N\Delta f_e)$, et en sachant aussi que le nombre N doit se mettre sous la forme 2^k . Un spectrogramme expérimental nécessitera donc un redimensionnement de sa matrice par interpolation linéaire et impliquera dans le cas d'impulsions fortement chirpées l'utilisation d'un paramètre N élevé, ralentissant de ce fait la vitesse de l'algorithme.

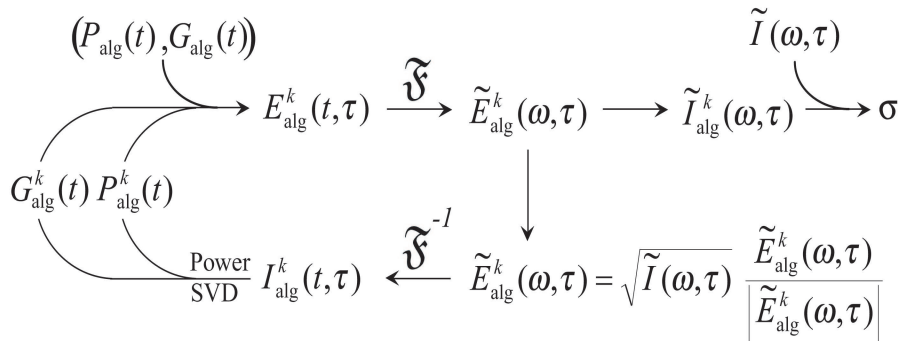


Fig 3.5 - Schéma de l'algorithme de récupération par projections généralisées des composantes principales (PCGP).

Génération du spectrogramme

La première partie du programme de récupération consiste à générer une trace FROG à partir d'une fonction porte et d'une impulsion. Pour cela, nous définissons initialement deux matrices, respectivement $G_{\text{alg}}(t)$ et $P_{\text{alg}}(t)$, de dimension N à valeurs complexes sur une fenêtre temporelle ΔT et de temps d'échantillonnage $\Delta\tau_e$:

$$P_{\text{alg}}(t) = [P_1, P_2, \dots, P_N] = \left[P\left(-\frac{N}{2}\Delta T\right), P\left(-\frac{N-1}{2}\Delta T\right), \dots, P\left(\frac{N-1}{2}\Delta T\right) \right] \quad (3.5)$$

$$G_{\text{alg}}(t) = [G_1, G_2, \dots, G_N] = \left[G\left(-\frac{N}{2}\Delta T\right), G\left(-\frac{N-1}{2}\Delta T\right), \dots, G\left(\frac{N-1}{2}\Delta T\right) \right] \quad (3.6)$$

A partir de ces deux matrices, nous effectuons le produit du champ $P_{\text{alg}}(t)$ par la fonction $G_{\text{alg}}(t)$ transposée, déterminant une matrice O de dimension (N, N) :

$$O = P_{\text{alg}}(t)G_{\text{alg}}^T(t) = \begin{bmatrix} P_1G_1 & P_1G_2 & \dots & P_1G_{N-1} & P_1G_N \\ P_2G_1 & P_2G_2 & \dots & P_2G_{N-1} & P_2G_N \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ P_NG_1 & P_NG_2 & \dots & P_NG_{N-1} & P_NG_N \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

En réorganisant les lignes de cette matrice, par permutation circulaire gauche de valeurs l'indiciage de la ligne moins un, il est possible de faire apparaître le produit de corrélation $P_{\text{alg}}(t)G_{\text{alg}}(t - \tau)$. La matrice O_p obtenue après permutation prend alors la forme suivante :

$$O_p = \begin{bmatrix} P_1G_1 & P_1G_2 & \dots & P_1G_{N-1} & P_1G_N \\ P_2G_2 & P_2G_3 & \dots & P_2G_N & P_2G_1 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ P_NG_N & P_NG_1 & \dots & P_NG_{N-2} & P_NG_{N-1} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$\tau = 0 \quad \tau = -\Delta\tau_e \quad \tau = 2\Delta\tau_e \quad \tau = \Delta\tau_e$

Dans cette matrice, les éléments de chaque colonne correspondent aux produits de corrélation des deux vecteurs pris pour différents retards temporels. Il suffit alors d'en permuter les colonnes afin de placer celles-ci par retard temporel croissant, puis de faire la transformée de Fourier de chaque élément, pour générer la matrice $\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$, et enfin d'en prendre la valeur absolue au carré afin d'obtenir le spectrogramme $\tilde{I}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$ résultant de la corrélation résolue en fréquence de la porte $G_{\text{alg}}(t)$ par le champ impulsionnel $P_{\text{alg}}(t)$.

3.3.2 Introduction de la contrainte

Après avoir défini un spectrogramme via le champ $P_{\text{alg}}(t)$ et la fonction porte $G_{\text{alg}}(t)$, il est nécessaire d'appliquer une contrainte de convergence dans l'algorithme. Celle-ci consiste, pour le champ $\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$, à remplacer ses intensités, par celles ayant été relevées expérimentalement (spectrogramme), tout en conservant la phase. Ce processus peut être résumé par l'équation suivante :

$$\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau) = \sqrt{\tilde{I}(\omega, \tau)} \frac{\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)}{|\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)|} \quad (3.9)$$

3.3.3 Récupération du champ $E(t)$ et de la fonction porte $G(t)$

Pour déterminer le champ $P_{\text{alg}}^k(t)$ ainsi que la fonction porte $G_{\text{alg}}^k(t)$ générateurs du nouveau champ $\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$, tenant compte des relevés expérimentaux, deux méthodes sont disponibles : la méthode SVD [115] et la méthode des puissances [116]. Toutefois, avant d'effectuer cette opération, il est nécessaire de revenir, par permutation, à une matrice O de structure similaire à celle décrite dans l'équation (3.7).

Méthode SVD

La méthode SVD est basée sur l'algèbre linéaire, qui définit la possibilité de décomposer toute matrice de dimension (N, N) en une somme de matrices $P_i G_i^T$ de valeurs propres λ_i :

$$O = \sum_{i=1}^N \sqrt{\lambda_i} P_i G_i^T \quad (3.10)$$

en sachant que les vecteurs P_i et G_i doivent satisfaire les conditions suivantes :

$$OO^T P_i = \lambda_i P_i \quad (3.11)$$

$$O^T O G_i = \lambda_i G_i \quad (3.12)$$

Parmi les N valeurs propres λ_i de la décomposition, celle ayant le poids le plus important correspondra au couple $(P_{\text{alg}}^k(t), G_{\text{alg}}^k(t))$, générant la trace la plus proche de celle relevée expérimentalement ; ces deux vecteurs seront alors conservés pour l'itération suivante.

Méthode de la puissance

La méthode des puissances, quant à elle, est une technique plus ancienne fondée sur le fait que la multiplication d'un vecteur quelconque x_o par la matrice OO^T peut se mettre sous la forme :

$$OO^T x_o = \sum_{i=1}^N \kappa_i \lambda_i P_i \quad (3.13)$$

pour laquelle les λ_i correspondent aux valeurs propres de la décomposition et où les κ_i sont

des constantes. En répétant l'opération de multiplication p fois, l'équation (3.13) devient :

$$(OO^T)^p x_o = \sum_{i=1}^N \kappa_i \lambda_i^p P_i \quad (3.14)$$

Lorsque le nombre de multiplications du produit (OO^T) devient important, il apparaît de manière évidente qu'une des valeurs propres λ_i de la décomposition devient prédominante et définit le vecteur propre P_i . Le processus de l'algorithme est donc basé sur cette caractéristique et consiste à utiliser les vecteurs impulsion $E_{\text{alg}}^k(t)$ et porte $G_{\text{alg}}^k(t)$ de l'itération précédente de l'algorithme en tant que vecteurs x_o dans l'équation (3.14) :

$$P_{\text{alg}}^k(t) \propto (OO^T)^p P_{\text{alg}}^k(t) \quad (3.15)$$

$$G_{\text{alg}}^k(t) \propto (O^T O)^p G_{\text{alg}}^k(t) \quad (3.16)$$

Les matrices champ électrique et fonction porte, trouvées à partir de ces deux méthodes, sont alors normalisées et réinjectées dans le programme pour finaliser l'itération et régénérer une matrice $\tilde{E}_{\text{alg}}^k(\omega, \tau)$.

3.3.4 Critère de convergence

Lorsque l'enveloppe et la phase du champ $P_{\text{alg}}^k(t)$ sont retrouvées par l'algorithme après la $k^{\text{ème}}$ itération, une estimation d'erreur permet de déterminer la pertinence de cette solution ; une mesure de l'écart type quadratique moyen entre le spectrogramme expérimental et celui généré par l'algorithme est alors effectuée :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \left| \tilde{I}(\omega_i, \tau_j) - \tilde{I}_{\text{alg}}^k(\omega_i, \tau_j) \right|^2} \quad (3.17)$$

Ce coefficient appelé "erreur FROG" est comparé dans l'algorithme avec sa valeur pour l'itération précédente. Cette comparaison permet de s'assurer que le champ itéré tend progressivement vers le champ expérimental et de stocker le champ $P_{\text{alg}}^k(t)$ correspondant à la meilleure récupération. Dans la pratique, la convergence ne peut être parfaite, la valeur finale de l'erreur FROG détermine alors la qualité du profil restitué par l'algorithme. Ainsi un coefficient σ de l'ordre de 10^{-3} est considéré comme correct alors qu'une erreur de l'ordre de 10^{-2} indique le plus souvent des problèmes lors de la mesure, tels que des mouvements d'oscillations de la fibre optique dans le dispositif d'injection du FROG (*cf. figure 4.7, entrée fibre nue*). Cependant, ce coefficient est à relativiser car il dépend de la taille de la grille de déconvolution et de la surface du spectrogramme sur celle-ci. De plus l'estimation de la qualité du champ impulsionnel retrouvé est un critère subjectif dépendant fortement des difficultés expérimentales mises en jeu lors de l'acquisition du spectrogramme. Une confrontation des caractéristiques spectrales du champ retrouvé par l'algorithme avec celles relevées par l'analyseur de spectre permet toutefois de s'assurer que le champ impulsionnel proposé par l'algorithme présente les principales caractéristiques de l'impulsion expérimentale.

3.3.5 Influence du bruit dans la caractérisation des similaritons

Le programme Femtosoft FROG, combinant différents algorithmes de projections généralisées, est communément utilisé pour effectuer la déconvolution de spectrogramme. Après nous être assuré que notre algorithme PCGP donnait des résultats similaires à ce dernier, nous avons décidé de choisir ce logiciel pour effectuer le traitement des traces FROG issues de notre dispositif expérimental (*cf. section 4.3*).

Les impulsions fortement chirpées, telles que les similaritons, présentent la particularité d'avoir des profils temporels et spectraux étendus, si bien que le spectrogramme remplit une grande partie de la grille de calcul de l'algorithme de déconvolution, accroissant ainsi l'influence du bruit sur les capacités de restitution de ce dernier. Dans notre étude sur cette classe d'impulsions, nous avons cherché à caractériser son régime asymptotique intermédiaire. Or ce dernier est de très faible amplitude (*cf. figure 5.4*) ; le niveau de bruit du spectrogramme joue donc un rôle important dans la possibilité d'observation de ce régime.

Dans le but de déterminer la dynamique de restitution des profils impulsionsnels susceptible d'être obtenue à partir du logiciel Femtosoft FROG 3.0, nous modélisons numériquement un amplificateur idéal générant des similaritons, dont nous bruitons le spectrogramme.

Génération du spectrogramme bruité

Le modèle numérique que nous avons développé pour générer les profils paraboliques est basé sur l'équation non-linéaire de Schrödinger à gain constant (*cf. équation 2.5*). Dans celui-ci, nous considérons une impulsion initiale sécante hyperbolique de 2 ps de largeur à mi-hauteur et de 50 W de puissance crête introduite dans un amplificateur de 15 m de longueur et de gain $g_o = 0.15 \text{ m}^{-1}$. Les paramètres de dispersion et de non-linéarité sont quant à eux de $20 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$ et de $6 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Le similariton résultant de ce modèle est alors introduit dans un algorithme qui permet d'en effectuer son spectrogramme numérique.

Afin de perturber cette trace FROG "idéale", nous considérons deux types de bruit associés aux systèmes d'imagerie : le bruit additif et le bruit multiplicatif [117]. Le premier de ces deux bruits a pour origine l'agitation thermique qui provoque l'émission de charges électriques à l'intérieur du capteur de l'analyseur de spectre. Ces charges ne peuvent être distinguées de celles produites par la lumière incidente et génèrent un bruit de fond sur le spectre relevé. Ce bruit est présent de manière permanente mais peut toutefois être partiellement retranché du signal informatif en faisant une moyenne de celui-ci en l'absence de lumière. Le bruit multiplicatif résulte quant à lui d'une variation de la sensibilité du capteur à générer des photoélectrons. Cette caractéristique est corrigée par une fonction d'étalonnage.

Pour modéliser l'influence de ces deux types de bruit, nous considérons un spectrogramme normalisé $\tilde{I}_{\text{alg}}(\omega, \tau)$ dont nous modifions l'amplitude, respectivement dans les cas de bruits additif et multiplicatif :

$$\tilde{I}_{\text{alg}}^{\text{bruit}+}(\omega_i, \tau_j) = a|X_{ij}| + \tilde{I}_{\text{alg}}(\omega_i, \tau_j) \quad (3.18)$$

$$\tilde{I}_{\text{alg}}^{\text{bruit}\times}(\omega_i, \tau_j) = (1 + mX_{ij}) \tilde{I}_{\text{alg}}(\omega_i, \tau_j) \quad (3.19)$$

où X_{ij} est une matrice aléatoire de distribution Gaussienne, de variance unitaire et de moyenne nulle, tandis que a et m sont les fractions de bruit respectivement pour le bruit

additif et le bruit multiplicatif. Dans les paragraphes suivants cette fraction sera exprimée en pourcentage dans le cas multiplicatif tandis que dans le cas additif nous considérerons la valeur moyenne du bruit introduit, qui sera alors exprimée en dB par rapport à l'amplitude maximale du spectrogramme.

Influence du bruit additif

Dans une première étape, nous allons étudier l'influence du bruit additif sur le restitution du profil impulsionnel (*cf. équation 3.18*). Pour cela nous considérons trois bruits de -15, -20 et de -30 dB d'amplitude moyenne. Si l'on observe la figure 3.6(d), correspondant à la restitution par l'algorithme du spectrogramme bruité à -15 dB, nous pouvons observer que les ailes du similariton ne sont pas retrouvées par le programme de déconvolution et que la structure principale de l'impulsion présente de fortes oscillations mettant en évidence un défaut de convergence de l'algorithme ($\sigma = 1.1 \times 10^{-2}$). En effet, la trace FROG retrouvée par le programme et représentée sur la figure 3.6(b), offre de fortes différences avec le spectrogramme d'origine ; nous pouvons ainsi noter que la structure externe de celui-ci n'est pas délimitée et laisse apparaître des vaguelettes correspondant aux oscillations latérales observées sur le profil restitué.

Dans le cas d'un bruit additif de -20 dB, la trace FROG retrouvée par l'algorithme présente, pour sa partie centrale, l'ensemble des caractéristiques du spectrogramme initial (*cf. figure 3.6(f)*). Ceci signifie que, pour ce niveau de bruit, l'algorithme est en mesure de retrouver le lobe principal du similariton ($\sigma = 4.9 \times 10^{-3}$). D'après la figure 3.6(g), le profil restitué se superpose au profil d'origine sur une dynamique d'environ 12 dB. Au delà, celui-ci présente des oscillations (ailes de l'impulsion) dont l'évolution ne suit pas celle du profil d'origine. Une simple déconvolution de ce spectrogramme bruité ne permet donc pas de caractériser les ailes du similariton.

Pour un niveau de bruit de -30 dB, nous observons maintenant que le spectrogramme résultant de la déconvolution est correctement limité sur ses bords externes et présente l'ensemble des caractéristiques de la trace d'origine (*cf. figure 3.6(i)*). La dynamique de restitution est d'environ 24 dB ($\sigma = 1.4 \times 10^{-3}$) et les ailes de l'impulsion peuvent maintenant être nettement distinguées malgré de faibles oscillations.

Ces trois résultats mettent donc en évidence le fait que la présence d'un bruit de fond dans le spectrogramme expérimental limite de manière importante la capacité de restitution de l'algorithme, et qu'en l'absence de filtrage numérique, il est nécessaire que celui-ci soit de l'ordre de -30 dB pour que l'on puisse caractériser complètement le régime asymptotique intermédiaire des impulsions paraboliques. Dans le cas contraire, la seule possibilité pour caractériser les ailes du profil impulsionnel consisterait à accroître leur énergie relative en introduisant dans l'amplificateur des impulsions de largeurs temporelles plus importantes et d'énergies plus élevées (*cf. équation 2.14*).

Influence du bruit multiplicatif

Le bruit mutiplicatif est beaucoup moins contraignant que le bruit additif, car il ne “noie” pas l'information. En effet, ce dernier est proportionnel à l'amplitude du signal relevé si bien que même si celui-ci est de forte amplitude dans la partie centrale du spectrogramme, il est extrêmement faible sur ses bords ; la structure de la trace est alors conservée ce qui facilite la convergence de l'algorithme (*cf. figure 3.6(k)*). Ainsi pour un bruit multiplicatif de 5% nous

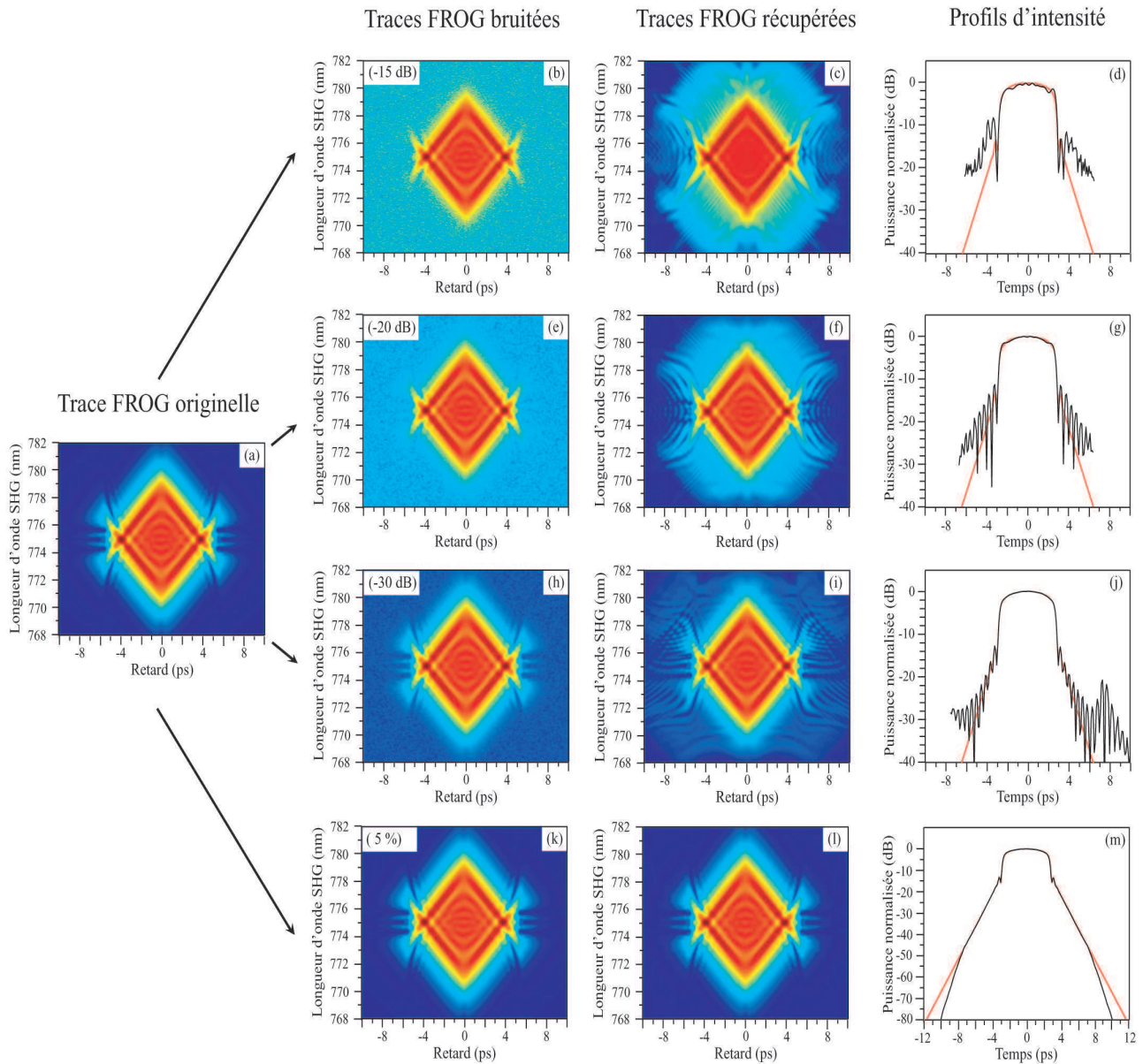


Fig 3.6 - (a) : Trace FROG du similariton obtenu par simulation numérique. (b, e, h) : Spectrogrammes bruités avec un bruit additif de -15, -20 et -30 dB. (k) : Spectrogramme bruité avec un bruit multiplicatif de 5%. (c, f, i, l) : Spectrogrammes obtenus par l'algorithme de déconvolution sans filtrage numérique. (d, g, j, m) : Profils d'intensité récupérés par l'algorithme et résultant de la simulation numérique (rouge). L'ensemble des traces FROG sont représentées à la racine quatrième de leur intensité.

pouvons observer que le profil impulsionnel est parfaitement retrouvé sur une dynamique de 50 dB.

Il apparaît donc clairement que le seul facteur limitant notre étude est le bruit de fond du spectrogramme. L'analyseur de spectre Anritsu MS9710B que nous utilisons dans notre montage FROG présente un seuil de bruit électronique de -70 dBm (0.1 nW), ce qui a permis que l'ensemble des spectrogrammes, que nous avons relevé à l'aide de ce dernier, ait

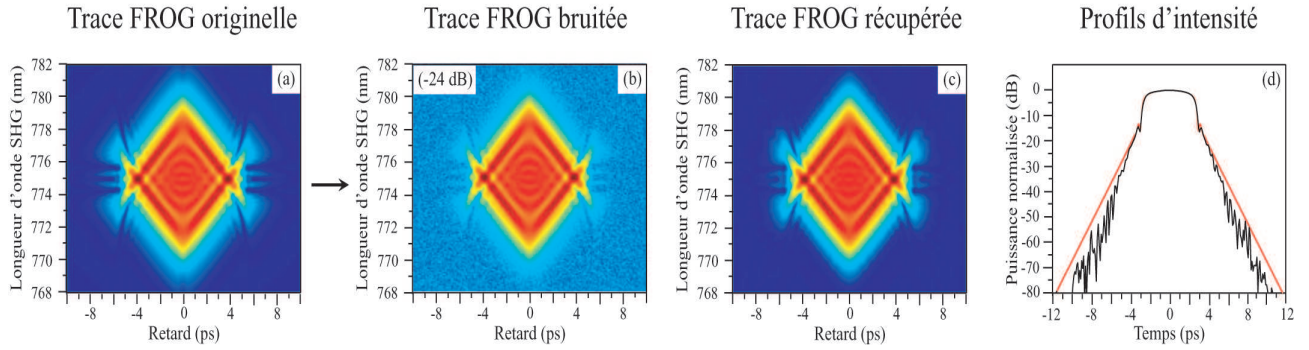


Fig 3.7 - (a) : Trace FROG du similariton obtenu par simulation numérique. (b) : Spectrogramme bruité avec un bruit additif de -24 dB (0.4%). (c) : Spectrogramme obtenu par l'algorithme de déconvolution avec filtrage numérique. (d) : Profil d'intensité récupéré par l'algorithme et résultant de la simulation numérique (rouge). L'ensemble des traces sont représentées à la racine quatrième de leur intensité.

un niveau moyen de bruit inférieur à -24 dB. Leur simple déconvolution ne permettrait pas l'observation des ailes des similaritons issus de nos dispositifs expérimentaux ; nous décidons donc d'utiliser des algorithmes de filtrage afin d'améliorer la dynamique de restitution des profils impulsionnels.

Filtrage du bruit additif

Différentes techniques permettent d'améliorer la qualité d'un spectrogramme. Parmi celles-ci, quatre sont couramment utilisées. La première consiste à retrancher la valeur minimale du spectrogramme à l'ensemble de la grille de calcul. La seconde considère quant à elle que le bruit de fond peut être identifié à des composantes hautes fréquences qui sont alors supprimées par un filtrage Gaussien dans l'espace de Fourier. Sachant que la partie informative du spectrogramme se situe au centre de la grille de calcul, la troisième technique consiste à effectuer la multiplication de la trace FROG par des fonctions supergaussiennes afin d'en annuler les parties externes. Enfin la dernière méthode retranche au spectrogramme la moyenne des spectres constituant ses extrémités. Pour notre part, lors de nos expériences nous nous sommes limités à l'utilisation de la première et de la dernière technique présentées.

Afin de vérifier les possibilités de ces filtrages nous étudions le cas d'une trace FROG bruitée de manière additive à une amplitude moyenne de -24 dB, cette valeur correspondant au niveau de bruit maximum de nos acquisitions expérimentales. Nous observons qu'après retraitement, le profil restitué ne présente plus d'oscillations latérales sur une dynamique de 40 dB. Au delà, ces oscillations apparaissent de nouveau mais celles-ci permettent de décrire l'évolution des ailes de l'impulsion au-delà de 80 dB de dynamique (avec toutefois une légère divergence par rapport au profil générateur).

3.4 Conclusion

Dans cette partie nous venons de décrire les deux systèmes de caractérisation d'impulsions que sont l'autocorrélateur d'intensité et le dispositif SHG-FROG. Nous avons pu montrer que le profil d'autocorrélation permet d'estimer rapidement la qualité et la largeur temporelle d'une impulsion mais que pour connaître ses caractéristiques d'amplitude et de phase, il est nécessaire d'effectuer une autocorrélation résolue en fréquence. Nous avons alors décrit les principales étapes de l'algorithme PCGP, permettant de retrouver les caractéristiques impulsionnelles à partir d'un spectrogramme. Nous nous sommes ensuite intéressé au cas des similaritons, et avons étudié les possibilités de restitution du profil asymptotique intermédiaire dans le cas de spectrogrammes bruités. Nous en avons déduit que le facteur limitatif était le bruit de fond, mais qu'à l'aide d'un filtrage numérique adéquat nous étions en mesure de retrouver le profil impulsionnel au delà de 40 dB de dynamique, rendant possible la caractérisation expérimentale des deux structures du régime asymptotique intermédiaire des similaritons issus de nos amplificateurs.

DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

Dans le cadre de notre étude sur la caractérisation des régimes asymptotiques du similariton et de son évolution autosimilaire dans les fibres passives, nous avons réalisé un amplificateur à fibre dopée erbium générant des impulsions à profil parabolique à la longueur d'onde de 1550 nm. La mise au point de celui-ci s'est accompagnée du développement d'une source impulsionnelle ultracourte de forte puissance, reposant sur une expansion spectrale et un processus de compression linéaire, ceci en combinant les dernières technologies des fibres fortement non-linéaires et des fibres à bandes interdites photoniques.

Dans ce chapitre, nous détaillerons les caractéristiques techniques de notre amplificateur ainsi que celles des composants optiques le constituant. A la suite de cette description, nous présenterons le modèle numérique ayant permis de déterminer la longueur de fibre dopée appropriée à la génération des impulsions paraboliques. Enfin nous préciserons les caractéristiques des fibres optiques utilisées pour leur compression. Dans une deuxième partie, traitant du dispositif expérimental de caractérisation SHG-FROG, nous nous attacherons à décrire les caractéristiques de ses composants optiques et mécaniques ainsi que sa modification en autocorrélateur d'intensité. Nous détaillerons enfin les différentes structures du programme de pilotage de ce dispositif.

4.1 Dispositif expérimental de génération de similaritons

Différentes configurations de pompage peuvent être envisagées pour la génération de similaritons dans des amplificateurs à fibre dopée (*cf. sections 2.2.2 & 5.5*). Cependant un des objectifs de notre étude était de développer une source impulsionnelle femtoseconde par compression linéaire de similaritons, il était donc nécessaire de générer dans l'amplificateur des impulsions présentant une largeur spectrale la plus importante possible. Le choix de notre dispositif s'est donc porté sur un système d'amplification par pompage copropagatif utilisant un laser continu à 1480 nm (*cf. section 5.5*).

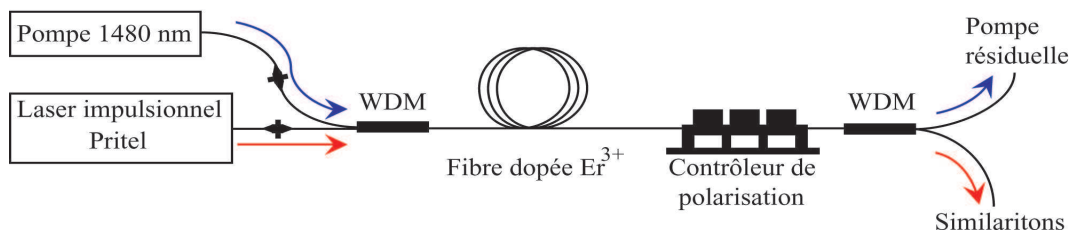


Fig 4.1 - Schéma de l'amplificateur à similaritons expérimental

4.1.1 Le laser impulsionnel

La source impulsionnelle est un laser solitonique fabriqué par la société Pritel qui utilise une fibre dopée erbium pompée par un laser à 980 nm. Ce laser dont le taux de répétition est de 19.8 MHz est adaptable en puissance ainsi qu'en longueur d'onde, de 1528 à 1562 nm, et permet via l'insertion de différents filtres spectraux (cartouches) dans la cavité résonante de générer des impulsions sur trois largeurs temporelles différentes (*cf. tableau 4.1*).

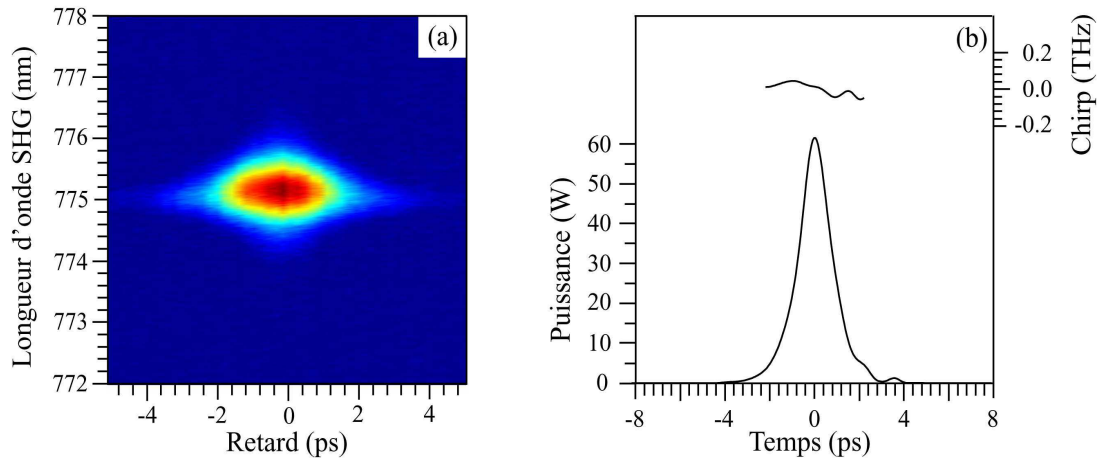


Fig 4.2 - (a) : Trace FROG des impulsions à la sortie du laser impulsionnel Pritel pour une cartouche de 5 nm. (b) : Profil d'intensité et chirp expérimental des impulsions à la sortie du laser impulsionnel dans le cadre d'un réglage permettant d'obtenir des impulsions d'une largeur temporelle de 1.7 ps à 1550 nm.

Cartouche utilisée	C1	C2	C3
Caractéristiques			
Largeur spectrale de la bande passante du filtre (nm)	8	5	2
Courant de pompe pour le blocage de mode (mA)	102-133	100-163	190-270
Longueur d'onde (nm)	1551	1545	1550
Position de la vis micrométrique (mm)	5.31	8.02	6.94
Largeur temporelle de l'impulsion	370 fs	1.05 ps	3.6 ps
Largeur spectrale de l'impulsion (nm)	>5	2.8	>0.6
Puissance moyenne à la sortie secondaire (mW)	0.29	0.68	0.8
Puissance moyenne à la sortie primaire (mW)	1.9	4.9	4.2
Puissance crête à la sortie primaire (W)	250	200	55

Tab 4.1 - Caractéristiques constructeur du laser impulsionnel FFL de Pritel

Pour notre étude nous utiliserons la cartouche de largeur spectrale 5 nm donnant lieu à la génération à 1550 nm d'impulsions comprises entre 1.1 et 1.7 ps avec une puissance crête allant respectivement de 95 à 62 W (*cf. figure 4.2*). Pour ce dernier réglage, le courant de pompe varie de 109 à 115 mA et la vis micrométrique de longueur d'onde est positionnée aux alentours de 6.82 mm.

4.1.2 Le dispositif d'amplification

L'amplificateur est composé de deux multiplexeurs WDM ainsi que d'une fibre dopée erbium. Pour la réalisation de ce montage, la transmission de la puissance dans le dispositif a été effectuée par soudure des différentes fibres, en sachant que le couplage entre la connectivisation d'entrée du multiplexeur et la fibre dopée est de 88%. Ces connectivisations sont composées pour l'onde pompe par une demi-jarretière FC-APC de puissance et par une demi-jarretière FC-PC pour la source impulsionnelle.

4.1.2.1 Le laser de pompe

Lors du développement de l'amplificateur à similaritons, nous avons choisi pour le pompage de la fibre dopée une source laser continue OI-RFL-1480-20-FA de la société Keopsys délivrant jusqu'à 2 W de puissance moyenne à la longueur d'onde de 1479.5 nm. La génération de l'onde est obtenue par une cascade Raman, processus qui est basé sur une succession de diffusions Raman stimulées (SRS) dans lequel chaque onde générée joue le rôle de pompe pour amplifier la suivante (*cf. figure 4.3*). Ce dispositif utilise, pour initialiser le phénomène, un laser fibré ytterbium pompé à 920 nm.

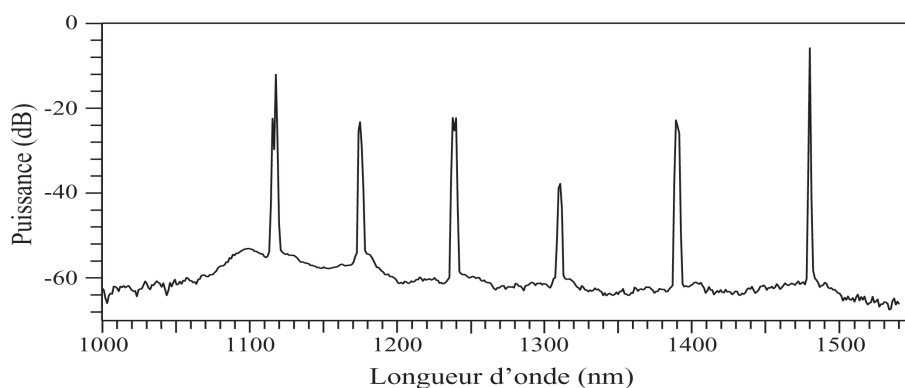


Fig 4.3 - Spectre expérimental du laser de pompe Keopsys

4.1.2.2 Le système de multiplexage/démultiplexage

L'injection dans l'amplificateur, de la puissance de pompe et des impulsions picosecondes provenant du laser mode bloqué, est réalisée à l'aide d'un multiplexeur à large bande (WDM) 1480/1550 nm 1A85020 de la société TeraFiberoptics supportant 2 W de puissance moyenne et offrant une perte d'insertion de 0.4 dB (9.1%) de 1530 à 1620 nm ainsi qu'une isolation de 60 dB ($10^{-4}\%$) en transmission inverse. La sortie de l'amplificateur est constituée soit d'un deuxième multiplexeur WDM, soit d'un filtre spectral de puissance BFIHU2111 de la société AC Photonics offrant une isolation en transmission supérieure à 30 dB (0.1%) sur la bande spectrale [1450-1490] nm avec une perte d'insertion de 0.57 dB (12.3%). Ce dernier composant a été utilisé lors de notre étude sur les caractéristiques de l'amplificateur à similaritons car il permettait par une simple connexion (FC-APC) de rejeter l'onde pompe afin de déterminer la puissance moyenne de l'onde signal, et par le retrait de celui-ci de pouvoir caractériser, directement à la sortie de la fibre erbium, les impulsions optiques à l'aide du dispositif FROG.

4.1.2.3 La fibre dopée erbium

La fibre optique utilisée pour la réalisation de l'amplificateur est une fibre monomode dopée erbium OFS R37003 présentant un diamètre de mode à 1550 nm de 4.9 μm , définissant alors un coefficient de non-linéarité d'environ $6 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (*cf. page 109*). Pour cette fibre,

la dispersion de vitesse groupe est estimée à $40 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ à 1550 nm et la courbe d'amplification couvre la bande spectrale $[1525 - 1570] \text{ nm}$ (à -3 dB) avec un maximum à 1558 nm (cf. figure 4.4(a)).

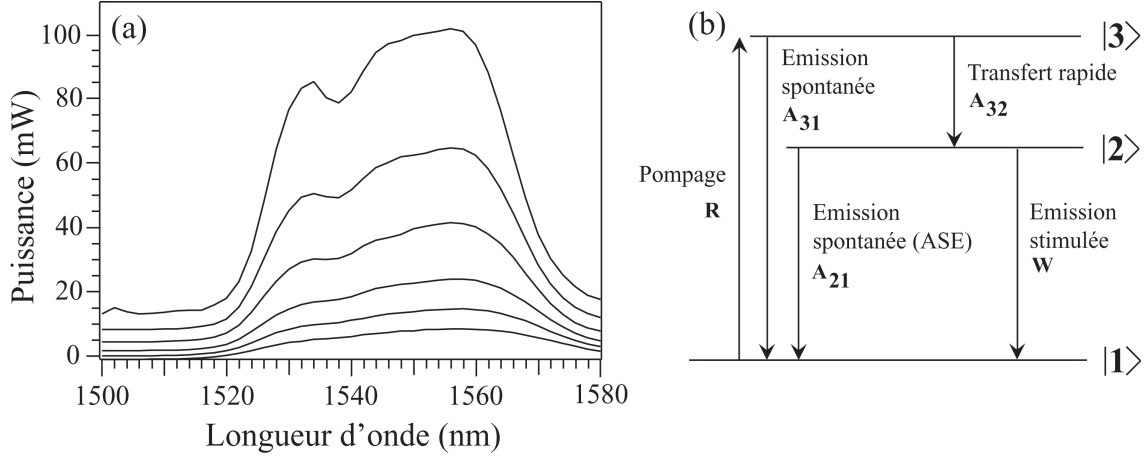


Fig 4.4 - (a) : Courbes expérimentales d'amplification d'une onde continue accordable en longueur d'onde de 1 mW de puissance moyenne issue d'une source Photonetics Tunics-BT propagée dans 10 m de fibre OFS R37003, dans le cas de gains de 10, 12, 14, 16, 18 et 20 dB à 1558 nm . (b) : Schéma des transitions électroniques dans un système laser à trois niveaux.

4.1.3 Modélisation par un système à trois niveaux

Le fonctionnement d'un amplificateur repose sur le phénomène d'émission stimulée, le milieu à gain étant choisi pour présenter une transition électronique dont la fréquence est voisine de celle du faisceau à amplifier. Ce phénomène peut être décrit simplement par un système à trois niveaux (cf. figure 4.4(b)) : le niveau d'énergie le plus faible est appelé niveau fondamental et noté $|1\rangle$, celui de l'état excité générant l'amplification est quant à lui noté $|2\rangle$. Enfin, un troisième niveau intermédiaire $|3\rangle$ est utilisé pour accumuler les électrons sur le niveau excité après une désexcitation $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$.

Dans le cas de ce modèle, en supposant que les ondes pompe et signal sont monochromatiques de fréquences ν_p et ν_s , les conditions en régime stationnaire définissent les relations suivantes [6] :

$$\begin{cases} \frac{dI_p}{dz} = - \frac{W + A_{21}}{R\varepsilon + 2W + A_{21}} \alpha_p I_p \\ \frac{dI_s}{dz} = \frac{R\varepsilon - A_{21}}{R\varepsilon + 2W + A_{21}} \alpha_s I_s \end{cases} \quad (4.1)$$

où I_s et I_p correspondent aux intensités des ondes signal et pompe dont les absorptions sont respectivement α_s et α_p . Les symboles R , W et A représentent les taux de pompage, d'émissions stimulées et d'affaiblissements spontanés des niveaux respectifs, tandis le paramètre ε désigne la fraction des affaiblissements spontanés $A_{32}/(A_{31} + A_{32})$, qui peut être considérée comme unitaire pour l'erbium dans le cas d'un pompage à 1480 nm , du fait que la transition

$|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ est non radiative (sa durée de vie $1/A_{32}$ étant beaucoup plus courte que dans le cas d'un processus radiatif tel que A_{31}) [118].

En renormalisant les deux équations par l'introduction des niveaux de seuil des ondes pompe et signal, celles-ci prennent alors la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{dI'_p}{dz} = - [1 + I'_p/(1 + 2I'_s)]^{-1} \frac{1 + I'_s}{1 + 2I'_s} \alpha_p I'_p \\ \frac{dI'_s}{dz} = [1 + 2I'_s/(1 + I'_p)]^{-1} \frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \alpha_s I'_s \end{cases} \quad (4.2)$$

dans lesquelles I'_p et I'_s sont définis par :

$$I'_p = I_p \frac{\alpha_p \tau}{\rho h \nu_p}, \quad I'_s = I_s \frac{\alpha_s \tau}{\rho h \nu_s} \quad (4.3)$$

Pour ces deux relations, τ correspond à la durée de vie de l'émission spontanée A_{21} , qui est de l'ordre de 10 ms pour la transition $I_{13/2}^4 \rightarrow I_{15/2}^4$ de l'erbium [119, 120]. Le paramètre ρ désigne quant à lui la concentration d'ions dopants dans la fibre et h est la constante de Planck.

4.1.3.1 Les paramètres du modèle d'amplificateur fibré

Lors de l'élaboration de ce modèle numérique, nous avons supposé que le dopant dans la fibre R37003 était distribué de manière homogène dans un volume dont la section est égale à l'aire effective du mode propagé (*cf. page 109*). Les absorptions considérées sont celles des spécifications du fabriquant, soit 3.3 dB.m^{-1} à 1550 nm et 3.1 dB.m^{-1} à 1480 nm (*cf. page 110*); cependant la concentration en ions dopants n'étant pas spécifiée par le fabriquant, nous utilisons pour cette modélisation une concentration typique de 2500 ppm, soit $2.25 \times 10^{25} \text{ ions.m}^{-3}$ [121].

Pour les paramètres énergétiques des ondes pompe et signal, nous avons considéré dans le cadre de notre étude que le laser Pritel délivre une puissance moyenne de 2.36 mW, correspondant à un réglage pour des impulsions de 1.7 ps et de 62 W de puissance crête (120 pJ); l'onde pompe est quant à elle définie à une puissance de 120 mW. En tenant compte du couplage de 88% obtenu expérimentalement lors de la soudure du multiplexeur avec la fibre dopée, le modèle numérique nous indique une distance optimale de propagation d'environ 12 m, la puissance de l'onde signal étant alors de 46 mW (12.9 dB). La courbe de gain représentée sur la figure 4.5(b), nous indique pour sa part une valeur supérieure à 0.3 m^{-1} au cours des cinq premiers mètres de propagation.

4.1.3.2 Détermination de la longueur de fibre dopée

Afin de générer des similaritons dans l'amplificateur fibré, il est nécessaire, de s'assurer que la longueur de fibre dopée est suffisante pour permettre à l'impulsion d'évoluer vers ce régime, et de vérifier que le gain linéique, compte tenu des paramètres de dispersion et de

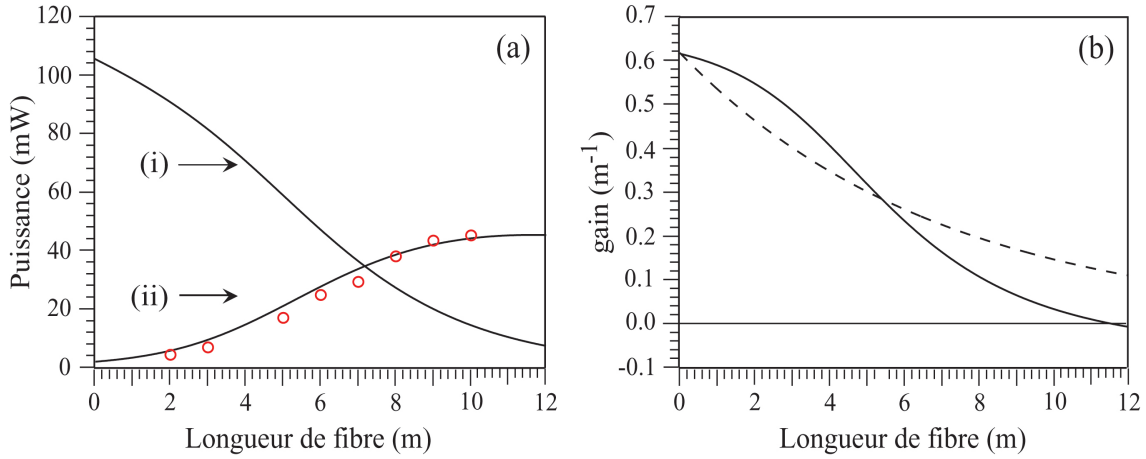


Fig 4.5 - **(a)** : Evolutions de la puissance pompe (i) et de la puissance moyenne de l'onde signal (ii) en fonction de la distance de propagation, obtenues par modélisation du comportement de l'amplificateur par un système à trois niveaux. Puissances moyennes relevées expérimentalement lors de l'étude de la dynamique d'acquisition du profil asymptotique pour des puissances pompes et impulsions identiques (cf. section 5.3.2) (cercles). **(b)** : Représentations de l'évolution du gain obtenu par simulation numérique de l'amplificateur (trait continu) et utilisée lors de la modélisation de l'équation non-linéaire de Schrödinger avec gain variable (cf. sections 1.4.3 & 5.3.1.1) (pointillés).

non-linéarité de la fibre, est approprié aux impulsions délivrées par le laser impulsif (cf. équations (2.15) & (2.16)).

En considérant la fibre dopée erbium et le régime impulsif que nous avons décrit dans les paragraphes précédents, le gain théorique nécessaire défini par l'équation (2.16) est de 0.29 m^{-1} ; il apparaît donc, d'après la figure 4.5(b) et les remarques sur le régime de pompage copropagatif que nous avons données dans la section 2.2.2, qu'une puissance de pompe de l'ordre de la centaine de milliwatts est suffisante pour la génération de ces profils.

Pour déterminer la longueur de l'amplificateur expérimental, il est nécessaire de revenir au paramètre Z_c (cf. équation (2.15)). Nous avons décrit dans la section 2.2.1.3 qu'un coefficient N de 100 assurait la prédominance du régime asymptotique principal dans la structure de l'impulsion [11]. Cependant, nous cherchons à observer le régime asymptotique intermédiaire des similaritons, nous limitons donc cette valeur à 30, ce qui nous détermine une distance caractéristique d'entrée dans le régime asymptotique de 7.7 m. Nous décidons toutefois, du fait des propriétés d'autosimilarité de l'impulsion, de prendre une longueur de fibre dopée de 10 m.

A partir de ce modèle numérique d'amplificateur nous avons donc été en mesure de pouvoir déterminer les paramètres de fonctionnement de celui-ci pour générer des similaritons. Ce dernier a montré un bon accord avec les puissances relevées lors de la caractérisation de l'évolution de l'impulsion dans l'amplificateur (cf. section 5.3.2) comme le met en évidence la figure 4.5(a). Cependant lors nos modélisations numériques du comportement de l'impulsion dans la fibre dopée, nous avons décidé de conserver notre modèle de gain exponentiel (cf. section 1.4.3), celui-ci ne nécessitant que deux variables d'ajustement et ayant montré sa validité lors de nos modélisations (cf. figure 4.5(b)).

4.2 Dispositif expérimental pour la compression

La deuxième partie de notre dispositif expérimental permet l'obtention d'impulsions comprimées par compensation de la phase spectrale du similariton (*cf. figure 4.6*). Ce dispositif est basé sur la propagation de l'impulsion dans deux fibres aux propriétés distinctes. La première est une fibre fortement non-linéaire (HNLF) qui a pour fonction d'accroître la largeur spectrale du similariton tandis que la seconde procède à la compensation de sa phase spectrale.

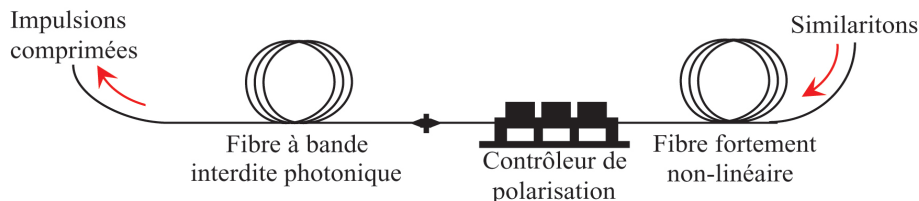


Fig 4.6 - Dispositif additionnel à l'amplificateur permettant l'expansion spectrale et la compression linéaire des similaritons.

4.2.0.3 La fibre fortement non-linéaire

La fibre non-linéaire, utilisée pour effectuer l'expansion spectrale des similaritons par effet d'automodulation de phase, doit offrir les caractéristiques d'une dispersion de faible amplitude, plate et en régime de dispersion normale sur l'ensemble du spectre impulsionnel (*cf. sections 1.5.2 & 2.1*). Ces deux dernières conditions sont nécessaires afin de s'assurer que le similariton se propage de manière autosimilaire dans la fibre non-linéaire et qu'il présente une dispersion de temps de groupe linéaire à son entrée dans la fibre photonique. Compte tenu de ces impératifs, nous utilisons la fibre fortement non-linéaire de la société OFS (*cf. page 111*), ayant une dispersion de vitesse de groupe à 1550 nm de $3.1 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$ et une pente de dispersion de $-5 \times 10^{-3} \text{ ps}^3.\text{km}^{-1}$. Pour cette fibre, l'aire effective est de $4.13 \mu\text{m}^2$, déterminant un coefficient de non-linéarité de $7.3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$.

4.2.0.4 La fibre à bande interdite photonique

La compression des similaritons dans notre montage est obtenue par une fibre à bande interdite photonique qui présente l'avantage d'avoir un cœur creux, le confinement du mode propagé étant obtenu par une structure radiale photonique entourant le cœur de la fibre et permettant des diffractions de Bragg [122] (*cf. page 115*). L'impulsion se propageant dans de l'air, le coefficient de non-linéarité de la fibre peut être considéré comme nul ; la fibre est purement dispersive et peut donc être utilisée pour compenser un temps de retard de groupe positif si sa dispersion est anormale et plate sur l'ensemble du spectre impulsionnel (*cf. section 1.5.1*). Expérimentalement pour effectuer cette compression, nous utilisons une fibre HC-1550-02 de la société Blaze Photonics, fournie gracieusement par le Laboratoire de Physique de l'Université de Bath, présentant la caractéristique d'avoir une dispersion de vitesse de groupe plate de $-100 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$ sur la bande spectrale [1530 - 1600] nm. Pour cette

fibres, le diamètre du mode est de $7.5 \mu\text{m}$ et plus de 90% de l'énergie se propage dans le cœur de celle-ci avec une perte inférieure à 0.1 dB.m^{-1} (cf. page 114).

4.3 Dispositif expérimental de caractérisation

Afin de pouvoir déterminer l'intensité et la phase des impulsions à la sortie de notre source impulsienne et de nos amplificateurs, nous avons développé un système de caractérisation FROG basé sur la génération de second harmonique, utilisant un cristal de BBO de 1 mm d'épaisseur et permettant à la longueur d'onde de 1550 nm d'obtenir un accord de phase sur plus de 200 nm (cf. section A.3). Notre système a été construit pour pouvoir s'adapter à l'ensemble des fibres monomodes disponibles commercialement ainsi qu'aux systèmes connectés de faible puissance. De plus, il permet d'effectuer des estimations rapides de la qualité et de la largeur temporelle des impulsions par autocorrélation d'intensité.

4.3.1 Les systèmes d'injection

Le montage SHG-FROG que nous avons développé est schématisé en vue plongeante sur la figure 4.7. Il est constitué par deux dispositifs d'injection :

- Le premier système utilise un collimateur Thorlabs F230FC-C, dont le traitement anti-reflet est conçu pour des applications sur la bande spectrale [1050 - 1550] nm. Celui-ci est connecté à 50 cm de fibre optique monomode standard gainée et permet de collimater un faisceau provenant de toute fibre connectée FC-PC. Cette configuration peut être utilisée dans le cas de faibles puissances crêtes et de faibles puissances moyennes, d'un part afin de préserver le connecteur d'entrée de notre dispositif FROG, et d'autre part pour éviter des modifications structurelles importantes des impulsions (compressions non-linéaires) ; dans le cas contraire, il serait nécessaire d'effectuer numériquement une propagation inversée de celle-ci sur une longueur équivalente à la fibre de connection.

- La seconde entrée est basée sur un coupleur de précision Newport F-915. Ce système permet de collimater un faisceau émergent d'une fibre optique clivée à l'aide d'un objectif, qui dans notre montage se trouve être un objectif Nachet 20X présentant une ouverture numérique de 0.35. Ce deuxième dispositif peut être mis en place, en remplacement du système connecté, par le simple déplacement d'un miroir incliné à 45 degrés de l'axe optique, le positionnement de ce dernier s'effectuant à l'aide d'une platine de translation micrométrique. Le miroir permet alors au faisceau réfléchi de se superposer à celui provenant du système connecté lorsqu'il est actif. Il est employé dans le cas de fortes puissances et rend possible la caractérisation de systèmes fibrés ne pouvant être soudés avec des fibres standards.

4.3.2 La lame séparatrice et les rétrorélecteurs

Le faisceau collimaté provenant de l'un de ces deux systèmes d'injection est ensuite envoyé sur une lame séparatrice 50/50 Casix FBS0305. Les deux répliques du faisceau, équipissantes, perpendiculaires l'une à l'autre, sont réfléchies par deux miroirs en coin cube Edmund Optics

NT46-186. Ces rétro-rélecteurs présentent une déviation du faisceau de sortie inférieure à 30 secondes d'arc et la réflectivité des miroirs est assurée à 99%, de 650 nm à l'infrarouge lointain, par un revêtement de surface en or. Dans notre dispositif, l'un de ces deux miroirs est placé sur une embase fixe tandis que l'autre est monté sur une platine de translation motorisée micrométrique Newport M-ILS50, de 50 mm de débattement, autorisant un déplacement sur une fenêtre temporelle de 300 ps avec une résolution ultime de 0.7 fs.

4.3.3 Le miroir et le parallélisme des faisceaux

A la sortie du Michelson, le faisceau provenant du rétro-rélecteur placé sur la platine de translation motorisée est réfléchi par un miroir Thorlabs ME05S-G01 en aluminium. Celui-ci présente la caractéristique d'être compact, avec une surface carrée de 12.7 mm de côté, et offre une réflectivité supérieure à 90% sur la bande spectrale [1200 - 2000] nm. Par cette configuration, les deux faisceaux à la sortie du dispositif sont d'intensités maximales.

Dans le but de s'assurer du parallélisme spatial de ces deux faisceaux, un système constitué d'un support de prisme Newport M-PO32 et un support Tholarbs FP01 est installé sous la lame séparatrice, et permet d'ajuster les angles d'inclinaison et de rotation de celle-ci. Ce dispositif rend possible la correction de la direction de propagation du faisceau sortant du rétro-rélecteur fixe pour que celle-ci soit normale au faisceau incident à la lame séparatrice, et dans un plan parallèle au plan de travail. Le positionnement du deuxième faisceau dans le même plan horizontal est obtenu par deux platines micrométriques, montées à l'arrière du rétro-rélecteur mobile et dont le débattement s'effectue dans le plan XY, ainsi que par un dispositif de correction angulaire derrière le miroir de sortie. Enfin, une troisième platine de translation est aussi disposée suivant l'axe Z du rétro-rélecteur mobile afin de corriger les trajets optiques.

4.3.4 Récupération du signal de second harmonique

Les deux faisceaux parallèles sont focalisés sur le cristal générateur de second harmonique à l'aide d'une lentille Thorlabs AC254-030-C achromatique sur la bande spectrale [1050 - 1620] nm et de 30 mm de distance focale. Le cristal de BBO, de 1 mm d'épaisseur, est positionné à l'aide des trois platines de translation, utilisées pour effectuer l'ajustement du point de focalisation de la lentille sur le cristal, ainsi que par trois systèmes de rotation permettant d'ajuster les angles d'accord de phase du cristal non-linéaire pour la génération du signal de second harmonique en type I. A l'arrière de cet ensemble, nous plaçons un diaphragme, ce dispositif bloquant les ondes fondamentales ainsi que les ondes harmoniques provenant du doublage de fréquence de chaque faisceau. A la sortie de l'iris, le signal de second harmonique de l'autocorrélation est ensuite focalisé dans une fibre monomode standard à l'aide d'un objectif de microscope Nachet 10X (N.A : 0.27) pour être envoyé dans l'analyseur de spectre Anritsu MS9710B ou dans l'analyseur Anritsu MS9030A. Ces appareils détectent le signal de second harmonique au premier ordre de diffraction, ce qui permet de s'assurer qu'aucune composante résiduelle de l'onde fondamentale ne se superpose au spectre mesuré.

L'acquisition des spectres générant la trace FROG s'effectue à partir d'un programme que nous avons développé sous Labview, gérant via un port RS232 et un port GPIB, le

déplacement de la platine motorisée (via un module ESP100) et l'analyseur de spectre. A la fin de l'acquisition les données expérimentales sont formatées pour être directement exploitées par le logiciel Femtosoft FROG 3.0.

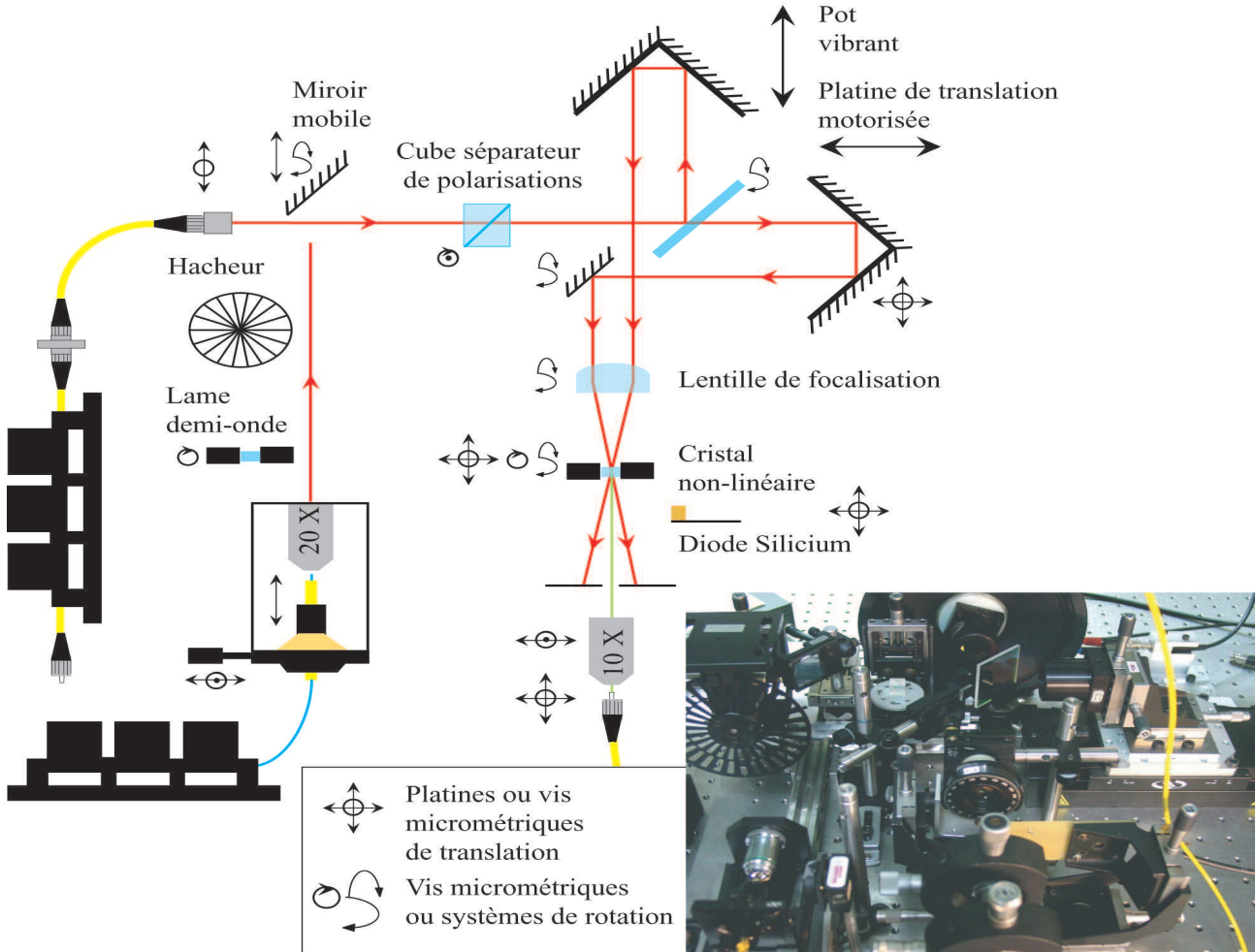


Fig 4.7 - Schéma de l'autocorrélateur résolu en fréquence (SHG-FROG) développé pour la caractérisation d'impulsions à 1550 nm.

4.3.5 Le contrôle de la polarisation

La génération de second harmonique par un cristal non-linéaire en type I nécessite d'avoir une onde polarisée rectilignement à la sortie de la lentille de focalisation, notre montage étant conçu pour que celle-ci soit dans le plan horizontal. Dans le cas du système d'injection basé sur le collimateur F230FC-C, la gestion s'effectue à partir d'un contrôleur de polarisation Thorlabs FPC030, utilisant la biréfringence induite par la torsion d'une fibre SMF-28 de 1 m de longueur, de manière à former trois retards fibrés équivalents à deux lames quart d'onde et une lame demi-onde. Ce dispositif permet une correction efficace de la polarisation dans le cas d'impulsions présentant un spectre étendu avec une variation du retard, sur la bande spectrale [1400 - 1600] nm, inférieure à 1.5×10^{-3} rad.nm⁻¹ pour chaque lame équivalente.

Dans le cas du deuxième dispositif d'injection, le même procédé est utilisé, excepté que la fibre optique est alors remplacée par celle introduite dans le micro-manipulateur. Dans le cas de la caractérisation d'impulsions polarisées linéairement et de faible largeur spectrale, telles que celles issues de notre laser impulsif, ce dispositif peut toutefois être remplacé par une lame demi-onde d'ordre zéro Thorlabs WPH05M-1550, placée derrière l'objectif de collimation du coupleur de précision et présentant une invariance spectrale du retard sur plus de 10 nm autour de la longueur d'onde centrale de 1550 nm. Enfin, pour déterminer rapidement les réglages optimaux, un cube séparateur de polarisation (PBC) fonctionnant sur la plage [1100 - 1700] nm peut être inséré sur le trajet du faisceau, via une platine micrométrique. Une technique indirecte consiste aussi à relever à l'aide d'un amplificateur synchrone, dans le cas du deuxième dispositif d'injection, l'intensité de second harmonique générée par les impulsions lors d'un retard optique nul.

4.3.6 L'autocorrélation d'intensité des impulsions

L'obtention d'une trace FROG, pour notre système, demande une vingtaine de minutes de temps d'acquisition. Si l'on désire estimer de manière rapide la largeur temporelle d'une impulsion, dans le cas d'une injection à partir du coupleur de précision F-915, une méthode consiste à effectuer l'autocorrélation d'intensité de celle-ci. Pour cela, nous avons fixé une diode silicium Centronic BPX65 sur un dispositif de translation, afin de pouvoir insérer celle-ci derrière le cristal de BBO (*cf. figure 3.1*). Le courant généré par le photodétecteur est alors mesuré par un amplificateur synchrone SR830 DSP de la société Stanford dont le hacheur est positionné entre l'objectif de collimation et le miroir mobile. A partir d'un programme que nous avons développé sous Labview, gérant l'amplificateur synchrone et le déplacement de la platine de translation motorisée, le profil d'autocorrélation est obtenu en moins d'une minute. Cette diode est aussi utilisée pour régler de manière optimale l'angle d'incidence du faisceau provenant du coupleur de précision ; ce dernier devant être corrigé à chaque introduction de fibre optique dans le mandrin.

Dans le cas d'impulsions femtosecondes, notre dispositif expérimental permet de déterminer de manière dynamique la qualité des impulsions générées par les systèmes fibrés. Pour cela, nous avons placé, derrière le rétro-réflecteur fixe, un pot vibrant autorisant un déplacement linéaire sur quelques millimètres. En contrôlant la fréquence de vibration de ce dernier à l'aide d'un générateur basse fréquence, il est alors possible d'observer, sur un oscilloscope synchronisé avec ce générateur, l'autocorrélation de l'impulsion. La largeur temporelle de cette fonction est alors calculée à partir de la mesure de son déplacement latéral sur l'oscilloscope, lors d'une modification de la position du miroir mobile placé sur la platine motorisée.

4.3.7 Le programme de pilotage du FROG

La mise en œuvre d'un dispositif FROG requiert l'élaboration d'un programme de gestion en temps réel de l'analyseur de spectre et de la platine de translation. Pour cela, nous avons mis au point un programme en architecture filaire sous Labview. Dans le cadre de son développement, nous avons adapté celui-ci aux analyseurs de spectre optique Anritsu MS9710B et MS9030A ainsi qu'à une platine de translation motorisée micrométrique M-ILS50. Compte tenu des faibles différences dans les instructions de pilotage pour ces deux analyseurs,

et des différents translateurs proposés par la société Newport, notre programme devrait être facilement adaptable à l'ensemble des platines micrométriques de la gamme M-ILS ainsi qu'aux différents analyseurs de spectre optique proposés par la société Anritsu.

4.3.7.1 L'interface de contrôle

Notre programme présente une interface graphique de commande permettant à l'utilisateur d'introduire les différents paramètres pour l'acquisition de la trace FROG. Ceux-ci consistent, pour l'analyseur de spectre, dans le choix de la résolution, de la vitesse de balayage de l'appareil et du nombre de points constituant le spectre. A ces trois paramètres, il faut ajouter le réglage de la fenêtre spectrale via ses extremums ou via sa longueur d'onde centrale et sa fenêtre d'acquisition. La platine de translation nécessite quant à elle de connaître la fenêtre temporelle de balayage du dispositif FROG ainsi que le nombre de spectres devant être acquis. Sur l'interface graphique ce dernier paramètre peut être désactivé pour être remplacé par un assujettissement du programme à un décalage temporel fixé par l'utilisateur.

4.3.7.2 L'initialisation

La première étape d'un tel programme consiste dans la recherche des appareils reliés à l'ordinateur par câbles GPIB ou RS323. Lorsque leur adresse est vérifiée le programme s'assure de l'effacement des données stockées dans la mémoire de l'analyseur de spectre et vérifie le positionnement de la platine de translation à son origine. Après ces opérations, une sous-structure du programme détermine le pas de translation devant être opéré entre chaque acquisition spectrale et réajuste celui-ci pour être en adéquation avec les possibilités mécaniques de la platine. Cette sous-structure réalise une opération identique dans le cas où l'utilisateur a imposé le pas de translation, en réajustant celui-ci pour que le nombre d'acquisitions effectuées soit un entier. Le programme définit donc un pas de translation mécanique, une fenêtre temporelle, ainsi qu'un nombre d'acquisitions, tels que les paramètres de la trace soient les plus proches de ceux attendus par l'utilisateur. A partir de ces paramètres, le translateur déplace le miroir mobile à la position correspondant à la première acquisition spectrale. Après une temporisation de contrôle, une deuxième sous-structure entre alors en jeu et envoie les paramètres d'acquisition à l'analyseur de spectre.

4.3.7.3 Construction de la trace FROG

Lorsque la mise en place du rétro-rélecteur mobile et le paramétrage de l'analyseur de spectre sont effectués, le programme génère une matrice nulle dont les dimensions sont celles de la trace FROG devant être construite. Après cette étape, une sous-structure du programme déclenche l'acquisition du spectre de second harmonique. Une fois acquis, celui-ci est déchargé de la mémoire tampon de l'analyseur pour être inséré dans la première ligne de la matrice de stockage. Le miroir peut alors se déplacer du pas de translation défini précédemment. Ce décalage s'accompagne de l'incrémentement d'un compteur servant à déterminer la position dans la matrice de stockage du spectre transféré de l'analyseur. Les acquisitions spectrales, les translations, et le stockage des données s'accomplissent alors de manière itérative jusqu'à ce que la platine de translation atteigne sa position extrême.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX : GÉNÉRATION DE SIMILARITONS

Les chapitres précédents nous ont permis de décrire les principes théoriques de la génération de similaritons optiques ainsi que les avantages pratiques de leur utilisation. A partir de ces informations, nous avons été en mesure de déterminer les caractéristiques techniques nécessaires à la réalisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium générant ces profils impulsionnels. Afin de caractériser ceux-ci, nous avons porté notre attention sur la corrélation résolue en fréquence et avons développé un dispositif SHG-FROG adapté à des impulsions émises à 1550 nm.

Dans ce chapitre, nous présentons notre étude expérimentale sur les similaritons que constitue la mise au point de l'amplificateur et du dispositif de compression. Dans une première partie, nous détaillerons les caractéristiques des similaritons obtenus, et mettrons en évidence les deux structures du régime asymptotique intermédiaire de ce profil. Nous proposerons alors un modèle numérique de l'amplificateur et nous nous assurerons de la cohérence de celui-ci avec nos mesures expérimentales. Nous présenterons ensuite une reconstruction tridimensionnelle de l'évolution de l'impulsion vers le régime parabolique et montrerons que notre modèle décrit parfaitement celle-ci ; nous serons alors en mesure de définir deux zones de fonctionnement dans l'amplificateur. Nous nous intéresserons ensuite aux spécificités de ces impulsions en fonction de la technique de pompage adoptée pour les générer et vérifierons que conformément aux études théoriques il est possible d'adapter les caractéristiques de puissance, de largeur temporelle et de chirp de ceux-ci. Enfin, nous mettrons en évidence les limites de notre amplificateur dues à l'asymétrie de la bande spectrale de gain de la fibre dopée.

Après avoir déterminé les possibilités et les limites de fonctionnement de ce dernier, nous porterons notre attention, dans une deuxième partie, sur la compression linéaire des similaritons. Nous montrerons alors qu'il est nécessaire d'effectuer une propagation intermédiaire dans une fibre fortement non-linéaire si l'on souhaite obtenir des impulsions comprimées de largeurs inférieures à 350 fs, et que dans le cas d'une longueur de fibre non-linéaire de 10 m, les impulsions optimales obtenues expérimentalement sont de 136 fs pour une puissance crête de 6.5 kW.

5.1 Génération de similaritons

Le dispositif expérimental décrit par la figure 5.1, offre par ses caractéristiques de pompe et de source impulsionnelle, une grande plage d'adaptabilité pour rechercher le régime asymptotique parabolique. Dans une première étape, nous avons introduit dans le dispositif fibré des impulsions de 1.7 ps de largeur temporelle et de 62 W de puissance crête émises à 1550 nm (120 pJ), correspondant à une puissance moyenne délivrée par le laser Pritel de 2.36 mW (*cf.*

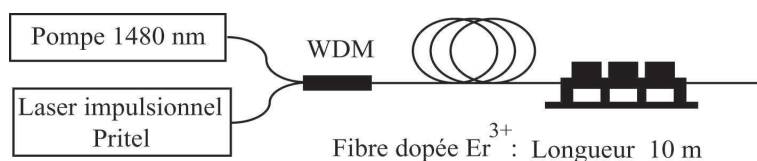


Fig 5.1 - Schéma de l'amplificateur expérimental

figure 4.2). La puissance de l'onde pompe a été fixée quant à elle à une valeur de 120 mW, afin de se placer dans les conditions qui doivent théoriquement permettre d'observer des similaritons (cf. section 4.1.3.2). Pour ces conditions expérimentales le gain d'amplification est alors de 12.8 dB (45 mW) à la sortie des 10 m de fibre dopée. En introduisant la partie terminale de celle-ci dans l'entrée non connectée du dispositif FROG, le programme de pilotage du dispositif a alors construit un spectrogramme (cf. figure 5.2(a)) présentant de fortes similitudes structurales avec celui obtenu numériquement durant notre étude sur l'influence du bruit dans la capacité de déconvolution des spectrogrammes d'impulsions paraboliques. (cf. figure 3.6(a)).

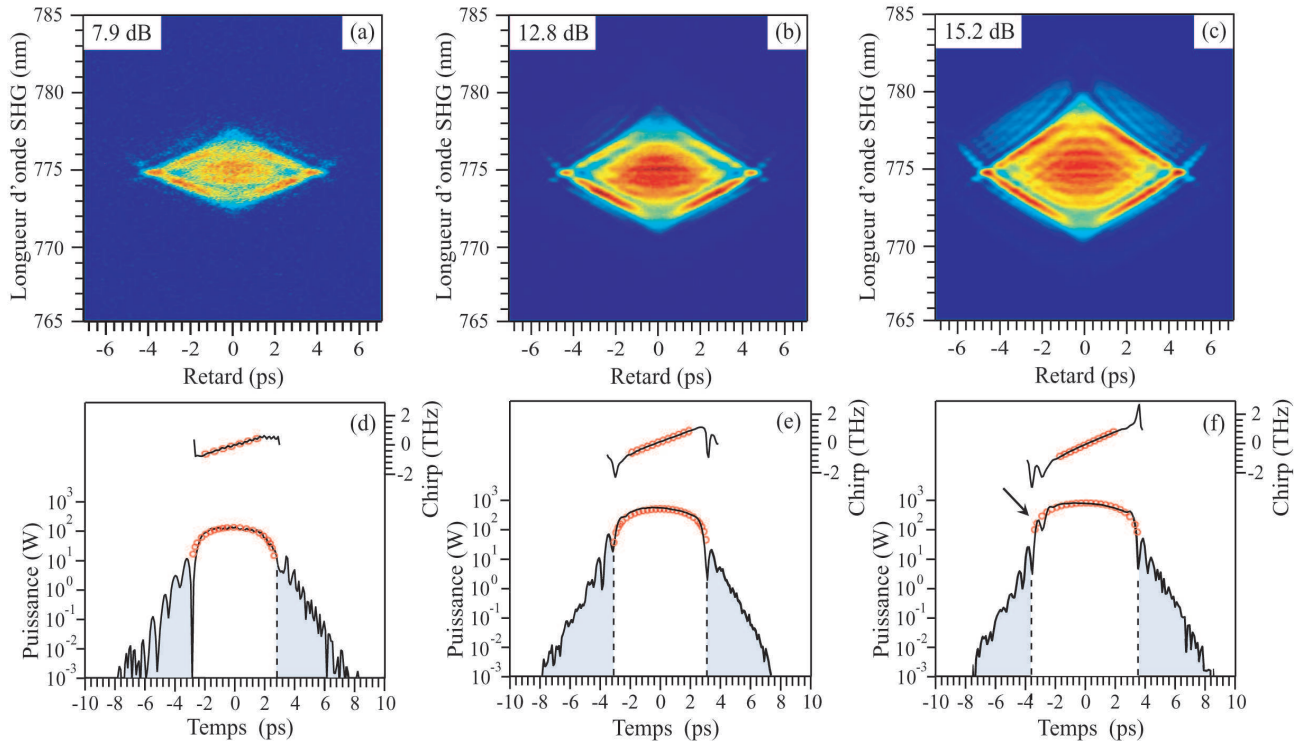


Fig 5.2 - Traces FROG (haut) et profils d'intensité et de chirp (bas) de l'impulsion en sortie de l'amplificateur pour des gains intégrés de 7.9, 12.8 et 15.2 dB. Les données expérimentales sont comparées à des régressions linéaires et paraboliques respectivement pour le chirp et le profil d'intensité (cercles).

Le profil restitué par l'algorithme de déconvolution, représenté sur la figure 5.2(e) met clairement en évidence des caractéristiques propres à un similariton (cf. figure 2.6). Nous pouvons en effet observer que le chirp impulsionnel est strictement linéaire et nous distinguons nettement la structure parabolique de l'impulsion. Sur cette représentation, la dynamique de la caractérisation dépasse 40 dB, conformément aux simulations que nous avons effectuées dans le cas d'un bruit de fond de -24 dB (cf. section 3.3.5). Nous sommes alors en mesure pour la première fois d'observer le comportement impulsionnel du similariton au-delà de $T_p(z)$, limite temporelle de la solution asymptotique principale de l'impulsion représentée en pointillés dans la figure 5.2. Les ailes de l'impulsion présentent une décroissance exponentielle, confirmant les prédictions analytiques et numériques des précédentes études [11, 62, 63].

5.2 Principales caractéristiques de l'amplificateur

Dans le cas des impulsions de 120 pJ injectées dans l'amplificateur de 10 m de longueur, il est apparu que ce dernier génère des similaritons pour une puissance de pompe allant de 40 à 200 mW (*cf. figure 5.2 (d) & (f)*). Le gain d'amplification est alors compris entre 8 et 15 dB, pour une énergie impulsionnelle à la sortie de la fibre variant entre 800 pJ et 4 nJ. Le gain maximal que nous définissons ici ne correspond pas à la saturation de l'amplificateur mais à une limite que nous nous sommes fixée du fait de perturbations structurales dans le profil de l'impulsion parabolique. En effet, il apparaît avec l'accroissement du gain une dissymétrie du cœur du similariton ainsi que le développement d'une oscillation sur son bord d'attaque (*cf. figure 5.2(f)*). Nous montrons dans la section 5.4 que ceux-ci sont liés à une inhomogénéité de la distribution spectrale du gain.

Après avoir déterminé le domaine d'utilisation de notre amplificateur, nous nous sommes assurés que ces impulsions confirmaient bien l'ensemble des prédictions théoriques [11]. Pour cela nous avons vérifié que la croissance de la puissance crête impulsionnelle s'effectuait de manière compatible avec les prédictions analytiques données par l'équation (2.9). Il apparaît sur la figure 5.3(b) que les valeurs relevées augmentent en effet de manière quasi-exponentielle avec la puissance de l'onde pompe : dans le cas d'une puissance de 200 mW, la puissance crête impulsionnelle dépasse alors les 700 W.

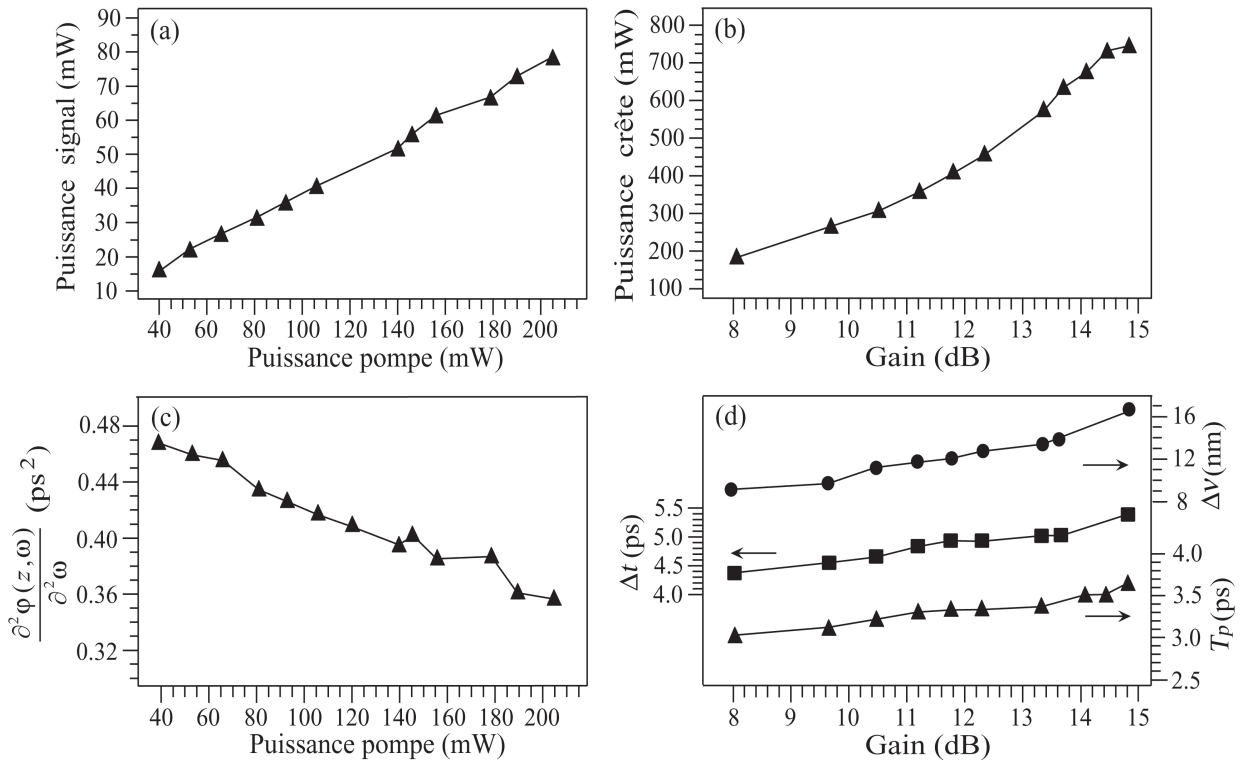


Fig 5.3 - (a) : Représentation de la puissance de l'onde signal en sortie de la fibre erbium de 10 m en fonction de la puissance de pompe. (b) : Evolution de la puissance crête impulsionnelle en fonction du gain de l'amplificateur. (c) : Dispersion de temps de groupe en fonction de la puissance de pompe. (d) : Evolutions des largeurs temporelles et spectrale de l'impulsion en fonction du gain de l'amplificateur.

Dans la figure 5.3(d), notre attention s’est portée sur la dynamique d’expansion des profils temporels et spectraux de l’impulsion. Pour cela nous avons représenté la largeur à mi-hauteur Δt et le paramètre $T_p(z)$ pour caractériser l’élargissement temporel, et la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ pour l’expansion spectrale (*cf. section 5.6.2*). Nous mettons ici en évidence le fait que ces paramètres augmentent avec le gain d’amplification, conformément aux prévisions analytiques (*cf. équation 2.10*) ; la largeur temporelle de ces impulsions varie entre 4.4 à 5.4 ps tandis que celle du spectre évolue entre 9 et 17 nm, définissant alors un produit $\Delta t \Delta \nu$ compris entre 5 et 11.5.

Dans cette étude, nous n’avons pas représenté l’évolution de la pente du chirp en fonction du gain mais nous avons porté notre attention sur la dispersion de temps de groupe du similariton (GDD) car pour cette classe d’impulsion ces deux paramètres sont inversement proportionnels à un facteur de proportionnalité de 2π (*cf. équation 2.12*) [64]. Le comportement du GDD, décrit sur la figure 5.3(c), décroît avec la puissance de l’onde pompe, ce qui signifie que la pente du chirp augmente bien avec le gain de l’amplificateur. L’explication complète de cette dernière figure sera effectuée dans la section 5.6.1, où l’évolution de ce paramètre sera mise en relation avec le coefficient de dispersion de vitesse de groupe afin de comprendre le processus de compression linéaire de ces impulsions dans des fibres à dispersion anormale.

5.3 Evolution d’une impulsion vers un similariton

De nombreuses études ont montré la possibilité de générer des similaritons à partir de fibres dopées terres rares (*cf. section 2.2*) ; l’acquisition de ce profil par l’impulsion dans l’amplificateur n’a toutefois été décrite qu’à partir de simulations [11, 63]. Nous nous sommes donc attachés à vérifier ce comportement en confrontant un modèle numérique que nous avons élaboré avec une reconstruction de l’évolution du profil impulsionnel dans un amplificateur copropagatif [123]. Cette dernière a été réalisée à partir d’un processus de “cut-back”, consistant à effectuer la caractérisation de l’impulsion à la sortie du dispositif expérimental, en réduisant régulièrement la longueur de la fibre dopée. La partie terminale de l’amplificateur a donc été introduite dans le dispositif FROG via l’entrée non connectée de celui-ci et un démultiplexeur a été soudé à la fibre lors de la mesure de la puissance de l’onde signal. Expérimentalement les mesures ont été effectuées en décrémentant la longueur de fibre de 50 cm à chaque mesure.

5.3.1 Mise en œuvre du modèle numérique

Le comportement d’un amplificateur est habituellement modélisé en considérant que le gain évolue longitudinalement dans la fibre dopée. Lors de nos mesures, il est apparu, dans le cas d’une onde pompe de 125 mW, que le profil impulsionnel relevé après une distance de 7 m mettait nettement en évidence les deux structures asymptotiques du similariton (*cf. figure 5.4*) ; nous avons alors choisi ce profil pour s’assurer de la validité de notre modèle numérique. Dans une première étape nous présenterons les résultats obtenus à partir de celui-ci, puis nous chercherons à le rendre le plus fidèle possible au relevé expérimental en incluant la modélisation de la bande spectrale du gain.

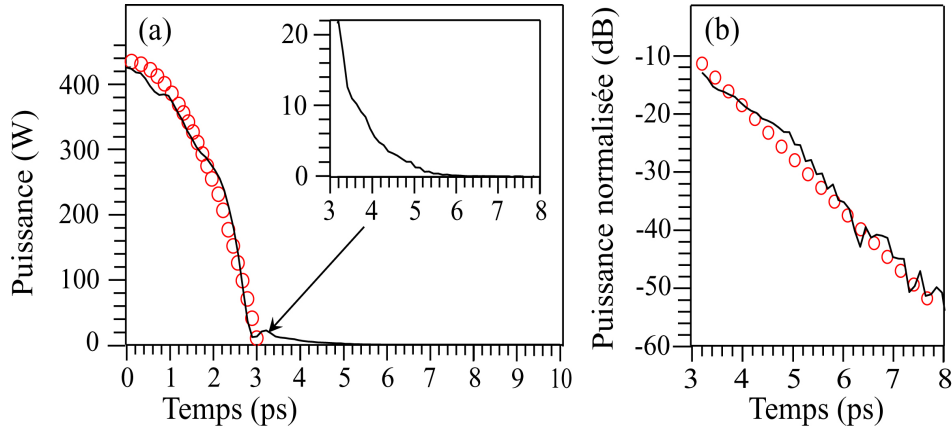


Fig 5.4 - (a) : Profil d'intensité d'un similariton obtenu expérimentalement à la sortie de l'amplificateur de 7 m dans le cas d'une puissance de pompe de 125 mW (trait continu) et régression parabolique (cercles). (b) : Représentation en échelle logarithmique de l'aile du similariton (trait continu) et régression linéaire (cercles).

5.3.1.1 Modèle standard de l'amplificateur à fibre dopée

Le premier modèle numérique que nous avons développé est basé sur l'NLSE à gain variable (*cf. sections 1.4.2 & 1.4.3*) utilisant les paramètres de dispersion et de non-linéarité de la fibre dopée OFS (*cf. figure 5.5*) [124]. Le profil impulsionnel introduit correspond à une sécante hyperbolique dont les caractéristiques ont été ajustées sur celles de l'impulsion relevée à l'aide de notre dispositif FROG à la sortie du laser Pritel (dans le cas des réglages précédemment définis), nous étant assurés à partir d'un modèle numérique de l'NLSE (*cf. équation 1.31*) qu'une longueur de fibre monomode standard équivalente au multiplexeur (section [A-B] de la figure 5.5) ne modifiait pas de manière significative son profil. En considérant le couplage de 88% entre le multiplexeur et la fibre dopée, l'impulsion modélisée présente une puissance crête de 53 W pour une largeur à mi-hauteur de 1.7 ps (102 pJ). Afin de déterminer les caractéristiques de la fonction de gain modélisée (g_0 et z_g), nous avons relevé la puissance de l'onde signal après les 7 m de propagation dans la fibre dopée. Celle-ci est alors de 31.5 mW, soit un gain de 11.8 dB si l'on considère l'impulsion introduite dans

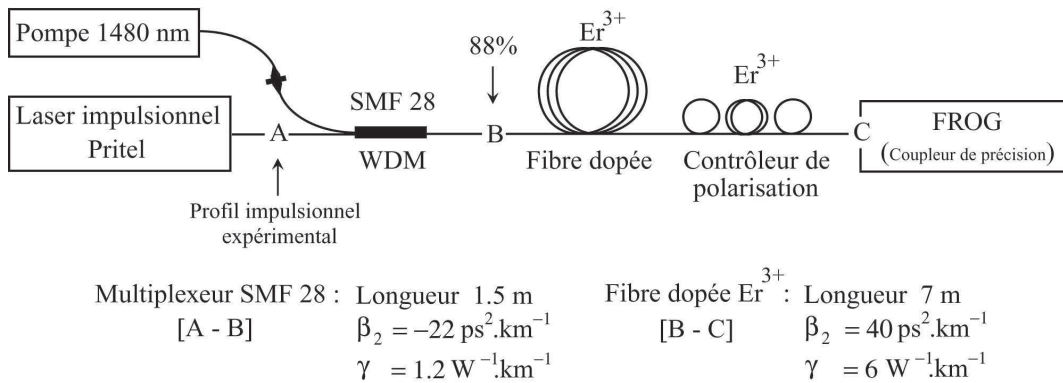


Fig 5.5 - Schéma de synthèse des différents composants de l'amplificateur à similaritons.

la fibre dopée. Ces données expérimentales nous permettent de définir pour une longueur caractéristique z_g de 7 m (déterminée à partir de diverses simulations), un paramètre g_0 de 0.61 m^{-1} (cf. équation (1.42)).

Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

Dans le cas de notre modèle numérique, les profils d'intensité et de chirp montrent un bon accord pour le cœur de l'impulsion, comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.6(a). Les ailes du similariton modélisé présentent quant à elles un profil identique à celles relevées expérimentalement et ont un décalage d'amplitude inférieur à 5 dB. Cependant l'impulsion présente une légère dissymétrie temporelle (ne s'observant pas sur le profil de simulation) pouvant provenir du fait que l'ensemble de ses composantes spectrales ne "voient" pas un gain identique au cours de la propagation dans la fibre dopée (cf. figure 5.6(b)). Afin de comprendre ces divergences entre le profil expérimental et notre modèle numérique, nous avons décidé de compléter celui-ci en introduisant une limitation spectrale du gain.

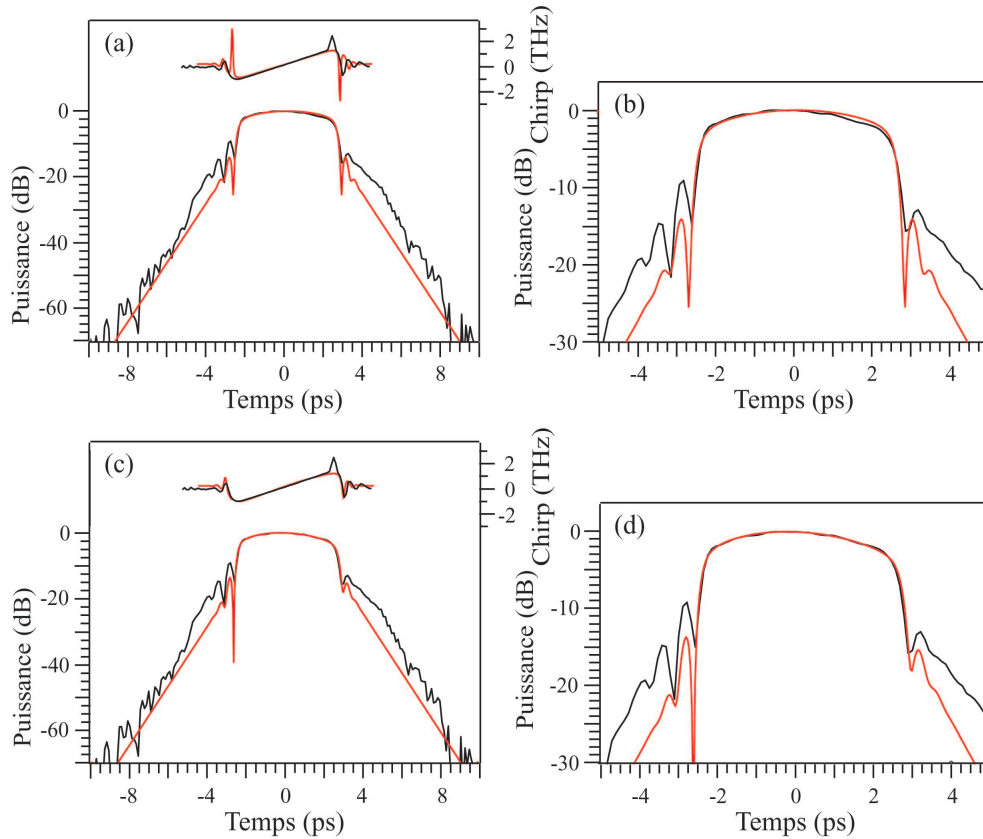


Fig 5.6 - Représentations des chirps et des profils d'intensité obtenus expérimentalement et par simulations dans le cadre d'un modèle à gain variable non limité spectralement (a), spectralement limité (c). (b), (d) : Représentations agrandies des cœurs et des zones intermédiaires avec les ailes de celles-ci pour les deux modèles numériques considérés. Les profils expérimentaux sont représentés en noir et les profils résultant des simulations sont en rouge.

5.3.1.2 Implantation de la limitation spectrale du gain

Nous incluons maintenant dans le modèle numérique la limitation spectrale du gain (*cf. section 1.4.3*). L'NLSE modélisant l'évolution du champ électrique dans l'amplificateur prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = & -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma |E(z,t)|^2 E(z,t) \\ & + \frac{g(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [G(\omega - \omega_{\text{dec}}) + i F(\omega - \omega_{\text{dec}})] \tilde{E}(z,\omega) e^{-i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$G(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad F(\omega) = \frac{2\omega T_2}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad g(z) = g_0 e^{z/z_g} \quad (5.2)$$

Pour ce modèle nous considérons un temps de relaxation de polarisation T_2 de 80 fs pour une Lorentzienne centrée à 1554 nm [125, 126] (*cf. figure 5.7*). Le coefficient g_0 est quant à lui défini à une valeur de 0.68 m^{-1} afin de conserver le gain d'amplification du paragraphe précédent.

Nous pouvons observer sur la figure 5.6(c) que le similariton résultant de la modélisation présente maintenant l'ensemble des caractéristiques du profil expérimental : le chirp de l'impulsion est parfaitement retrouvé et le profil d'intensité issu de la simulation met en évidence un cœur asymétrique ainsi que des oscillations d'amplitudes différentes dans la zone de transition entre les deux structures asymptotiques. Nous sommes donc en mesure de considérer que ce modèle numérique permet de décrire correctement le comportement impulsif dans l'amplificateur fibré expérimental.

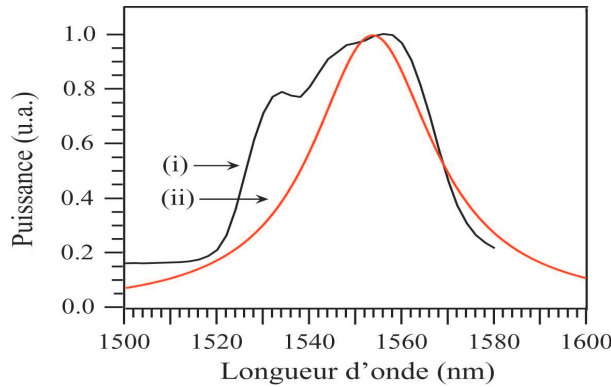


Fig 5.7 - Représentation de la courbe spectrale de gain de l'amplificateur expérimental (i). Lorentzienne utilisée pour notre modèle numérique (ii).

5.3.2 Evolution du similariton dans l'amplificateur

Dans le but de mieux comprendre la dynamique d'évolution des impulsions dans la fibre dopée erbium, nous avons cherché à caractériser leur profil le long de cette fibre. Durant ces mesures, la puissance de l'onde pompe a été fixée à une valeur de 140 mW ; si bien qu'à la sortie des 10 m de fibre le gain d'amplification était de 13.6 dB (ce qui correspond à une puissance moyenne de l'onde signal de 54 mW à la sortie de l'amplificateur).

La reconstruction tridimensionnelle de ces profils est représentée sur la figure 5.8(b) et met en évidence le bon accord avec nos simulations obtenues à partir du dernier modèle numérique présenté dans le paragraphe précédent, dans le cas d'une longueur z_g de 7 m et d'un paramètre g_o de 0.70 m^{-1} . A partir de celui-ci, nous avons été en mesure de déterminer deux zones de fonctionnement dans l'amplificateur. La première, observée durant les quatre premiers mètres de la propagation, correspond à la restructuration de l'impulsion et à l'émergence des caractéristiques du profil asymptotique parabolique [11]. Le profil initialement sécant hyperbolique fait alors apparaître deux évolutions distinctes correspondant aux deux structures du régime asymptotique intermédiaire. Dans la seconde partie, l'impulsion présente les caractéristiques du similariton et se développe de manière autosimilaire. Sur la figure 5.8(c), nous avons représenté en échelle logarithmique l'évolution de l'impulsion dans l'amplificateur expérimental. Nous pouvons remarquer que ces deux étapes de la propagation apparaissent nettement. A partir d'une distance de 4 m, la structure parabolique du cœur de l'impulsion peut être nettement distinguée dans le profil impulsionnel et est conservée avec l'augmentation de l'énergie impulsionnelle, mettant en évidence la propagation autosimilaire

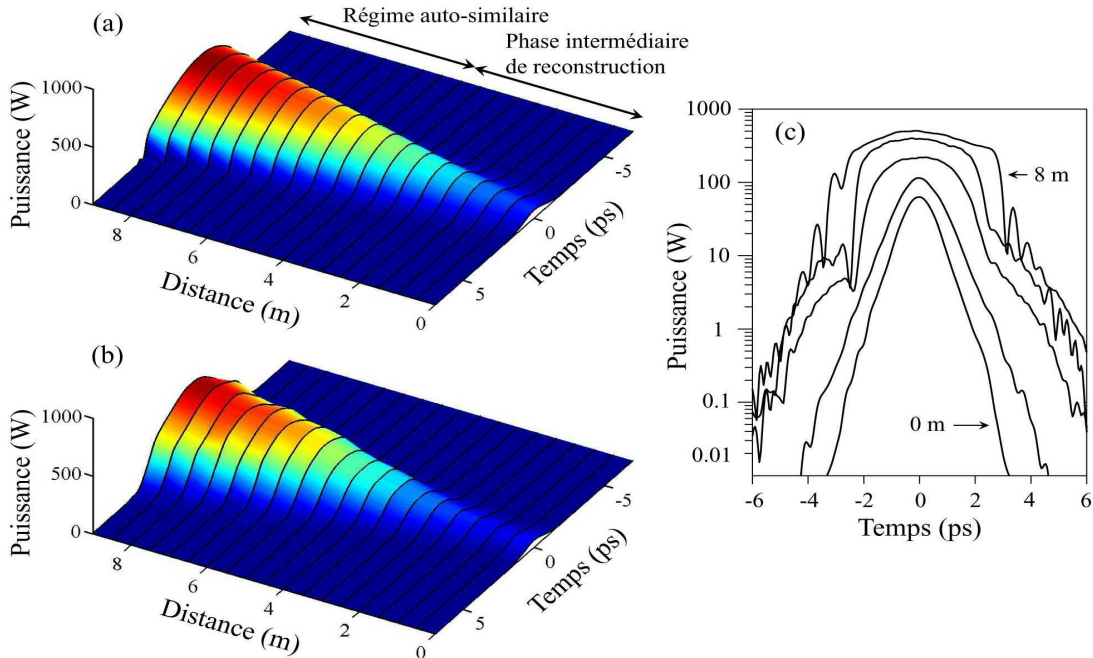


Fig 5.8 - (a) : Simulation numérique de l'évolution du similariton dans l'amplificateur. (b) : Résultats expérimentaux obtenus par les mesures FROG. (c) : Résultats expérimentaux représentés en échelle logarithmique (incrément de 2 m).

du similariton. Latéralement à cette structure, nous pouvons observer, pour les relevés effectués après 4 et 6 m de propagation dans la fibre dopée, que les ailes du similariton présentent un profil identique mais avec des amplitudes différentes confirmant la théorie voulant que, durant la propagation, la pente des ailes de l'impulsion parabolique soit conservée mais que l'amplitude de celles-ci croisse avec le gain (*cf. équation 2.14*).

Fraction des énergies et évolution de la largeur temporelle du similariton

Les ailes du régime asymptotique intermédiaire présentent une énergie relative, par rapport au cœur de l'impulsion, maximale au début de la propagation du similariton dans son régime autosimilaire; ce rapport diminuant avec l'augmentation du coefficient N (*cf. équation (2.8)*). Etant en mesure de caractériser les deux structures asymptotiques de l'impulsion parabolique et ceci pour différentes distances de propagation, nous nous sommes attachés à déterminer la caractéristique d'évolution de l'énergie relative des ailes du similariton. Celle-ci représentée sur la figure 5.9(a) confirme que cette fraction diminue au cours de la propagation autosimilaire de l'impulsion parabolique et nous avons pu montrer que cette décroissance s'effectue de manière exponentielle, notre modélisation numérique de l'amplificateur confirmant aussi cette tendance.

La figure 5.9(b) résume quant à elle les valeurs expérimentales du paramètre $T_p(z)$ déterminées par régression parabolique des profils expérimentaux. Nous pouvons observer que son évolution est exponentielle à partir de l'entrée de l'impulsion dans le régime asymptotique, comme le prédit la théorie (*cf. équation 2.10*). Cette évolution a aussi été confirmée par notre modèle numérique de l'amplificateur.

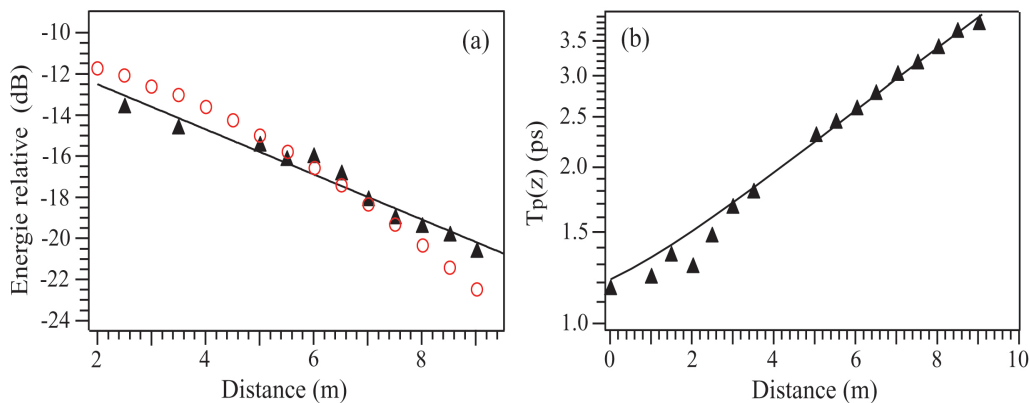


Fig 5.9 - **(a)** : Evolution de la fraction d'énergie dans les ailes des impulsions expérimentales (triangle), obtenues par simulation (cercles) et régression exponentielle (trait continu). **(b)** : Evolution du paramètre $T_p(z)$ expérimental (triangle) et obtenu par simulation (trait continu), en fonction de la distance propagée dans l'amplificateur.

5.4 Profil spectral de gain et stabilité du similariton

La bande spectrale de gain de notre amplificateur ne présente pas de plateau permettant une amplification homogène de l'ensemble des composantes spectrales du similariton, si bien que celui-ci subit rapidement une déstabilisation de son profil. Nous avons vu, dans le cas d'un amplificateur de 7 m et d'une puissance de pompe de 125 mW, que les ailes du similariton étaient alors d'amplitudes différentes et que le cœur de l'impulsion était légèrement asymétrique (*cf. figure 5.6(e)*). Nous étudions maintenant le comportement des impulsions lorsque le spectre présente un élargissement important.

Résultats numériques et expérimentaux

Lors de l'étude de l'évolution du profil impulsional dans l'amplificateur, nous avons effectué des relevés des profils impulsionnels dans le cas d'une puissance de pompe de 220 mW (15 dB à 9 m). La reconstruction de ces profils, représentée sur la figure 5.10(b), met en évidence une asymétrie du cœur du similariton relativement importante, confirmée par nos simulations numériques dans le cas d'une fonction de gain modélisée par un paramètre g_0 de 0.73 m^{-1} et d'une distance caractéristique de 7 m (*cf. figure 5.10(c)*). Les modélisations montrent en effet que les basses longueurs d'onde de l'impulsion ne sont plus suffisamment amplifiées ce qui restreint la croissance de son bord de fuite (*cf. figure 5.10(d)*). Le bord d'attaque fait aussi apparaître une oscillation de forte amplitude provenant initialement de

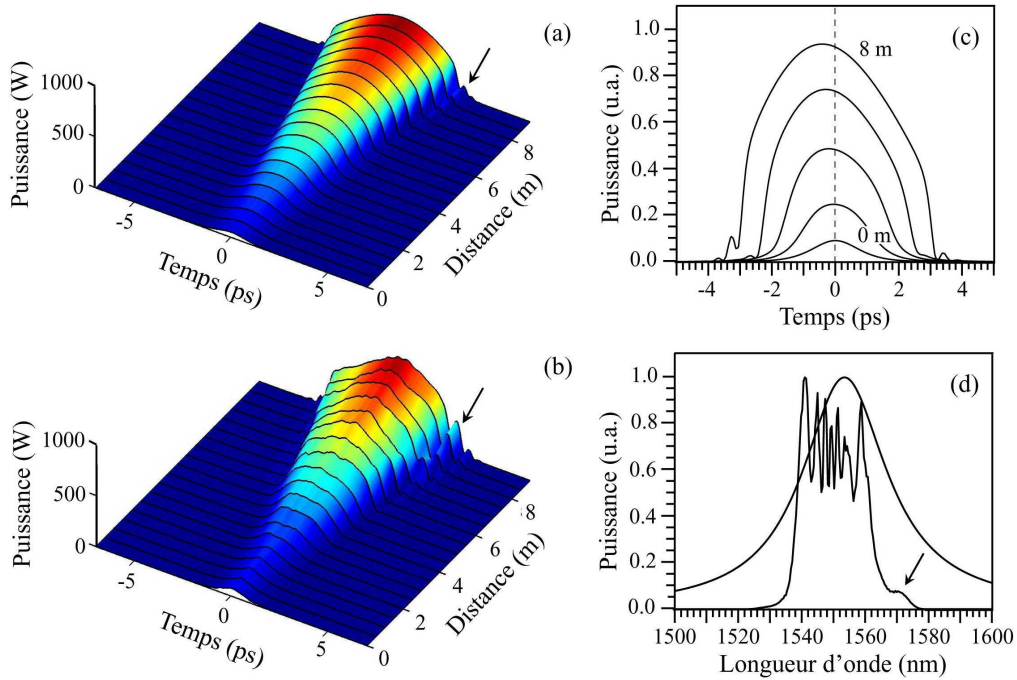


Fig 5.10 - (a) : Modélisation numérique de l'évolution de l'impulsion dans l'amplificateur. (b) : Représentation tridimensionnelle de l'évolution du profil d'intensité de l'impulsion au cours de sa propagation dans la fibre erbium de 9 m dans le cas d'un pompage de 220 mW. (c) : Résultats de la simulation représentés en échelle linéaire (incrément de 2 m). (d) : Spectre du similariton obtenu par simulation après 9 m de propagation et Lorentzienne modélisant la courbe spectrale de gain de l'amplificateur.

la zone transitoire entre les deux structures du régime asymptotique intermédiaire et qui à la fin de la propagation fait partie intégrante du cœur de l'impulsion. L'accroissement de l'amplitude de cette oscillation s'accompagne de la génération de nouvelles composantes fréquentielles dans le spectre impulsional, laissant à penser que l'impulsion perd progressivement sa structure de similariton. Compte tenu de ces observations, nous limitons la génération des impulsions paraboliques à une puissance de pompe estimée à 200 mW, ce qui limitera la génération des impulsions comprimées dans le cas du dernier compresseur décrit dans ce mémoire (*cf. section 5.6.6.1*).

5.5 Influences de la technique de pompage

La génération de similaritons optiques a été réalisée expérimentalement à l'aide des trois configurations d'amplification que sont les pompes copropagatif [13, 62, 85, 127], contrepropagatif [74, 82, 127] et enfin bidirectionnel [71, 75]. Cependant l'étude des propriétés des impulsions paraboliques en fonction de la configuration de pompage n'a été effectuée que par simulations et n'a été décrite qu'en fonction de la distance de propagation [63]. Une étude comparative des caractéristiques des similaritons en fonction du gain d'amplification est pourtant cruciale pour l'optimisation du design des amplificateurs à fibre dopée à haute énergie. Nous nous sommes donc attachés à vérifier les dépendances et les caractéristiques des impulsions paraboliques vis-à-vis de deux de ces géométries de pompage. Cette étude repose, pour l'étude numérique, sur notre modèle d'amplificateur à similaritons et pour sa partie expérimentale sur un nouvel amplificateur à fibre dopée de 10 m de longueur.

5.5.1 Paramètres des modélisations numériques

Dans la section 5.3, nous avons élaboré un modèle numérique d'amplificateur copropagatif. La fonction de gain était alors modélisée par une fonction exponentielle, de paramètres g_0 et z_g , que l'on avait corrigée à l'aide d'une distribution complexe Lorentzienne. Nous reprenons ce modèle pour notre étude en considérant les paramètres caractérisant la fibre dopée comme inchangés, excepté pour la longueur de cette dernière qui est maintenant de 10 m. L'étude du comportement impulsional sera effectuée en modifiant uniquement la valeur du paramètres g_0 dans les simulations. La configuration de pompage contrepropagative sera quant à elle modélisée à partir des recommandations décrites dans la section 1.4.3. L'impulsion introduite dans le modèle numérique est elle aussi identique aux études précédentes ; elle présente donc une largeur temporelle de 1.7 ps pour une puissance crête de 55 W. Le modèle est complété par la propagation des similaritons dans une fibre monomode standard de 1 m afin de rendre compte de la compression non-linéaire de l'impulsion dans le démultiplexeur WDM.

5.5.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est basé sur l'utilisation de 10 m de fibre dopée erbium, l'injection et la séparation des ondes pompe et signal étant obtenue à partir de multiplexeurs WDM-1-4855-P-N-B distribués par la société AFR. La caractérisation des similaritons est

quant à elle obtenue par l'introduction de la sortie signal du démultiplexeur dans l'entrée non connectée du dispositif FROG.

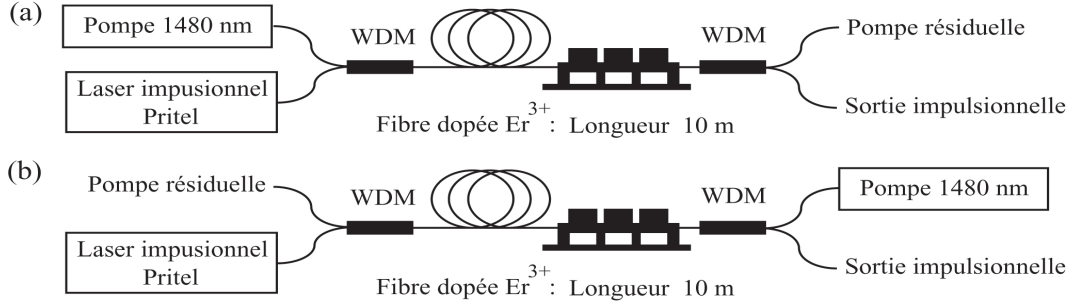


Fig 5.11 - Montages expérimentaux utilisés pour un pompage copropagatif (a), un pompage contrapropagatif (b).

5.5.3 Résultats numériques et expérimentaux

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus par simulation et expérimentalement dans le cas des dispositifs de pompage copropagatif et contrapropagatif. Pour cette étude nous nous sommes intéressés aux paramètres caractéristiques du similariton que constituent sa largeur temporelle $T_p(z)$, sa puissance crête, son élargissement spectral, qui sera associé à la largeur temporelle des impulsions comprimées dans la section 5.6.2, ainsi que la pente du chirp du similariton, permettant de déterminer la longueur de fibre compensatrice nécessaire à la compression des impulsions paraboliques (*cf. section 5.6.1*).

Suivant la technique de pompage adoptée, la distance de propagation à partir de laquelle une impulsion entre dans le régime asymptotique parabolique varie. Dans le cas d'un amplificateur présentant un profil de gain décroissant (pompage copropagatif), l'impulsion introduite dans la fibre dopée est amplifiée rapidement à une puissance élevée et se propage sur une plus grande distance dans le régime autosimilaire que dans le cas de la seconde configuration de pompage. D'après l'équation (2.10), le paramètre $T_p(z)$ évolue exponentiellement avec le gain $g(z)$ et la distance de propagation dans la régime asymptotique. La figure 5.12(a), représentant le paramètre $T_p(z)$ en fonction du gain d'amplification pour les deux procédés de pompage, met en évidence le fait que ce dernier paramètre prédomine dans les caractéristiques d'évolution des similaritons. Ainsi les impulsions paraboliques présentent une largeur temporelle plus importante dans le cas d'un pompage copropagatif que pour une amplification contrapropagative du fait que celles-ci sont alors générées dans la partie terminale de l'amplificateur. Nos simulations mettent aussi en évidence que cet écart dans l'élargissement temporel du similariton est d'autant plus prononcé que l'amplification est importante, atteignant pour un gain de 15 dB, 15% de la largeur de l'impulsion parabolique susceptible d'être obtenue.

Sur cette figure nous avons aussi représenté les paramètres $T_p(z)$ relevés lors de nos expériences pour les dispositifs copropagatif et contrapropagatif. Dans le cas de cette dernière configuration de pompage, les valeurs expérimentales diffèrent légèrement de celles issues du modèle numérique. L'évolution longitudinale du gain étant croissante et l'impulsion étant de

forte énergie dans la partie terminale de l'amplificateur, cette discordance pourrait trouver son origine dans une divergence de la fonction de gain modélisée par rapport aux caractéristiques de l'amplificateur expérimental, entraînant alors une modification notable du profil impulsionnel. Nous notons toutefois le fait que les relevés expérimentaux corroborent les comportements observés lors de nos simulations.

La figure 5.12(b) s'attache à présenter les valeurs de puissances crêtes impulsionnelles des similaritons obtenus par simulations et relevées expérimentalement à l'aide de notre dispositif FROG à la sortie du démultiplexeur. Celles-ci étant représentées en fonction du gain d'amplification, il apparaît logiquement, d'après les résultats décrits précédemment, que le pompage contrapropagatif permet de générer les similaritons ayant les puissances crêtes les plus importantes. Cette configuration devra alors être adoptée si l'on souhaite utiliser ces impulsions pour produire des effets non-linéaires. Dans la figure précédente, nous avons constaté que l'amplificateur copropagatif était correctement modélisé par notre algorithme

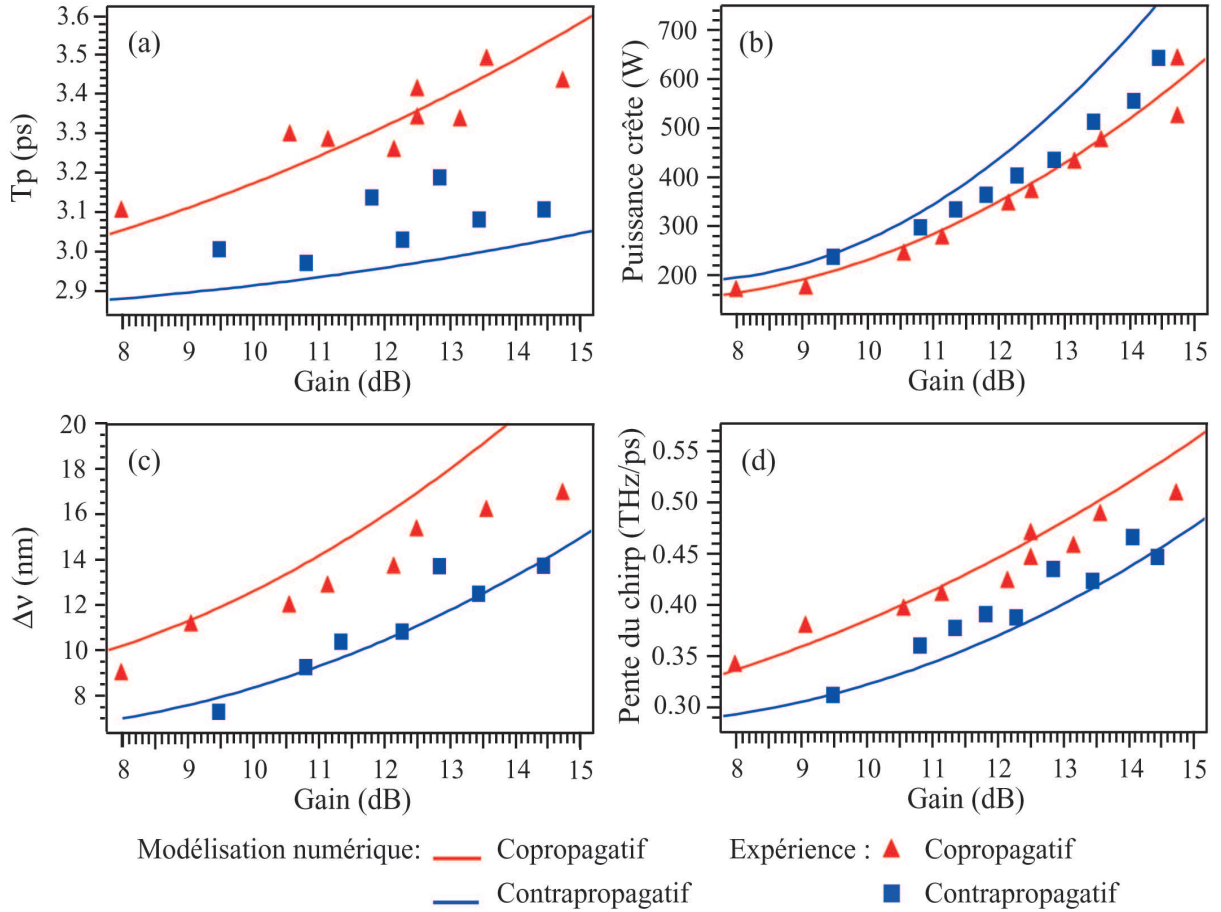


Fig 5.12 - (a) : Relevés des largeurs $T_p(z)$ des similaritons obtenus par simulation et expérimentalement en fonction du système de pompage utilisé. (b) : Puissances crêtes des impulsions paraboliques pour un gain compris entre 8 et 15 dB. (c) : Largeurs à mi-hauteur des spectres impulsionnels déterminés par simulations et relevés expérimentalement dans le cas des différentes techniques de pompage. (d) : Représentations des valeurs de pente du chirp des profils obtenus par modélisation numérique et expérimentalement.

numérique, les relevés expérimentaux du paramètre $T_p(z)$ avoisinant la courbe des valeurs obtenues par simulation. Les valeurs expérimentales de puissance crête pour cette configuration de pompage confirment aussi la validité de notre modèle numérique. Dans le cas du dispositif contrapropagatif, comme le laissait apparaître la modélisation numérique en sous-estimant l'élargissement temporel du similariton, les puissances crêtes sont donc surévaluées par rapport à celles déterminées expérimentalement par la mesure des puissances moyennes de l'onde signal et la déconvolution des spectrogrammes.

Nous nous intéressons maintenant à la largeur spectrale des similaritons en fonction du pompage adopté pour les générer. De manière identique au paramètre $T_p(z)$, la largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\nu$, évolue de manière exponentielle avec le gain $g(z)$ et la distance de propagation (dans l'hypothèse d'un profil spectral parabolique, cf. équation (2.12)). Il s'avère d'après nos simulations que ce paramètre dépend aussi principalement de la distance propagée par le similariton dans le régime asymptotique. Ainsi sur la figure 5.12(c), nous pouvons observer qu'un dispositif de pompage copropagatif permet de générer les similaritons présentant la largeur spectrale la plus importante, ce qui est confirmé par nos mesures expérimentales, bien que dans ce dernier cas les valeurs relevées soient environ 2 nm moins larges. Nous verrons dans la section 5.6.2 que du fait de cette caractéristique, notre source d'impulsions ultracourtes nécessitera un amplificateur en pompage copropagatif.

Enfin, sur la figure 5.12(d) nous avons représenté la pente du chirp en fonction du gain d'amplification. Nous verrons dans la section 5.6.1 que l'inverse de ce paramètre permet de déterminer la longueur de fibre compensatrice nécessaire à une compression optimale du similariton dans le cas d'un processus linéaire. Nous observons sur cette figure, que d'après nos simulations, un pompage copropagatif permet d'obtenir un chirp de pente plus importante que dans le cas contrapropagatif et ceci quelle soit le gain d'amplification. Il apparaît donc qu'un dispositif copropagatif, en plus de permettre de gérer les impulsions comprimées les plus courtes, offre l'avantage de nécessiter la distance de fibre compensatrice la plus réduite. Nous choisirons donc cette technique pour la mise au point de notre source impulsionnelle ultracourte par compression linéaire de similaritons. Nos relevés expérimentaux pour ce dernier dispositif de pompage sont en accord avec notre modèle numérique, permettant de considérer qu'il décrit correctement le comportement de l'amplificateur sur l'ensemble de sa fenêtre de fonctionnement.

5.6 Compression de similaritons

Plusieurs techniques permettent de procéder à la compensation de la phase spectrale d'impulsions chirpées positivement, suivant que l'on effectue celle-ci de manière massive à l'aide de réseaux et de prismes [84, 128, 129], ou de manière intégrée par l'emploi de fibres optiques. Pour cette dernière catégorie, la compression peut s'obtenir par l'emploi de fibres de Bragg chirpées dans lesquelles les fréquences de l'impulsion sont réfléchies après différentes distances de propagation [72, 130-132], ou par la gestion de la dispersion subie par l'impulsion, lors de sa propagation dans une fibre compensatrice. Dans le cas de notre étude pour développer une source femtoseconde compacte de forte puissance nous avons choisi cette dernière technique en propageant les similaritons dans une fibre à bande interdite photonique [133-135].

5.6.1 Dispersion de temps de groupe et compression

Lorsqu'une impulsion courte traverse un milieu dispersif, ses composantes fréquentielles se trouvent redistribuées temporellement dans son profil. Cette distribution est caractérisée par le temps de groupe $\tilde{t}(\omega)$ dont la variation suivant les fréquences de l'impulsion est appelée dispersion de temps de groupe. Il apparaît de manière évidente que l'impulsion est de largeur minimale lorsque ce paramètre est nul. Nous avons décrit dans la section 2.2.1.1 que les similaritons présentent une phase spectrale parabolique, leur temps de groupe est donc linéaire (et positif). Nous avons aussi vu qu'un processus purement dispersif présentait une telle caractéristique et que la pente du temps de groupe dépendait alors du régime de la dispersion. Ainsi dans le cas d'une fibre en régime de dispersion anormale, la pente est négative (*cf. section 1.5.1*). Il est donc possible de procéder à une compensation exacte de la phase spectrale impulsionnelle par la propagation de celle-ci dans une telle fibre, de longueur L^c et de dispersion β_2^c , et ainsi d'obtenir des impulsions comprimées de manière optimale :

$$\text{GDD} = \beta_2^c L^c + \frac{3\beta_2}{g} = 0 \quad (5.3)$$

Cette distance de compensation doit être ajustée de manière précise aux similaritons délivrés par l'amplificateur, une distance trop élevée provoquant un réélargissement de l'impulsion comprimée. La dispersion de temps de groupe ne dépend pas de la puissance impulsionnelle introduite dans la fibre compensatrice, ce qui signifie que les caractéristiques techniques de l'amplificateur peuvent être directement utilisées pour la détermination de la longueur celle-ci, et ceci quelque soit le couplage entre la fibre délivrant les impulsions paraboliques et la fibre compensatrice. Dans le cas de notre amplificateur, la compensation du GDD doit être comprise entre -0.33 et -0.46 ps² (*cf. figure 5.3(c)*). Sur ce graphique, nous pouvons aussi observer une propriété remarquable des similaritons : plus l'impulsion présente une puissance élevée (une largeur temporelle importante), plus celle-ci se comprime rapidement dans la fibre compensatrice.

5.6.2 Théorie de la compression de similaritons

Lors de la description de la théorie du régime asymptotique principal du similariton, nous avons montré avec l'équation (2.11) que le spectre de ce dernier présentait une structure parabolique prenant la forme :

$$\tilde{P}(z, \omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|^2 = \tilde{P}_o(z) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2(z)} \right), \quad |\omega| \leq \omega_p(z) \quad (5.4)$$

où \tilde{P}_o correspond à la puissance crête du spectre impulsionnel et où $\omega_p(z)$ est sa demi-largeur caractéristique (*en pulsation*), qui peut être définie à partir de la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ (*en fréquence*) via la relation $\omega_p = \pi\sqrt{2}\Delta\nu$.

Le maximum de compression est obtenu lorsque la phase spectrale de l'impulsion est plate, c'est à dire lorsque $\tilde{A}_{\text{comp}}(z, \omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|$. Pour cette condition le similariton comprimé

présente un profil d'intensité de la forme [64] :

$$P(z,t)_{\text{comp}} = \begin{cases} 2\tilde{P}_o(z)t^{-2}\Gamma^2(3/2)J_1^2(\omega_p(z)t) & , \quad |t| > 0 \\ 1/2\tilde{P}_o(z)\Gamma^2(3/2)\omega_p^2(z) & , \quad t = 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

pour lequel J_1 correspond à la fonction de Bessel de première espèce à l'ordre 1 et Γ à la fonction gamma [136]. Le similariton comprimé présente donc naturellement des lobes latéraux (*cf. figure 5.13(b)*) ; cependant, la majeure partie de l'énergie de l'impulsion (98%) est concentrée dans son lobe principal.

5.6.3 Estimation de la qualité de l'impulsion comprimée

On caractérise la complexité d'une impulsion par le coefficient $\Delta t \Delta \nu$ (TBP). En effectuant un processus de compression linéaire, le spectre impulsionnel ne subit aucune modification de sa structure (*cf. section 1.5.1*), ce coefficient diminue donc au cours de la compression jusqu'à atteindre une valeur minimale à la distance optimale de fibre compensatrice ; on dit alors que l'impulsion est en limite de Fourier. Dans le cas des similaritons comprimés le TBP vaut alors 0.73 (0.44 pour un profil Gaussien non chirpé [98]). Cette valeur est une constante : pour obtenir les impulsions les plus courtes possibles, il est donc nécessaire d'accroître la largeur spectrale des similaritons, ce qui implique d'utiliser l'amplificateur à sa puissance maximale (*cf. figure 5.3(d)*) ou (et) d'élargir le spectre de celui-ci en conservant ses caractéristiques asymptotiques.

5.6.4 Estimation des potentialités de l'amplificateur

Pour effectuer la compression linéaire des similaritons nous avons à notre disposition une fibre à bande interdite photonique présentant une dispersion anormale plate de $-100 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$.

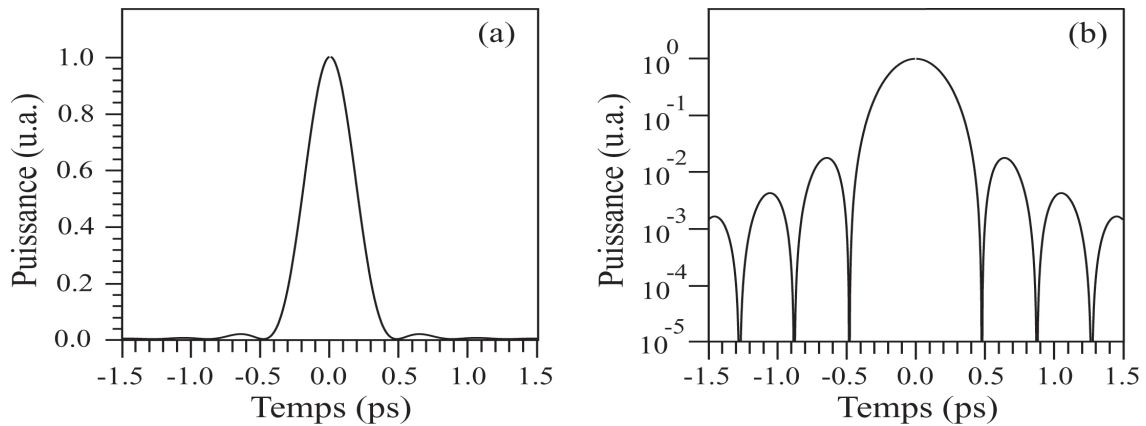


Fig 5.13 - Profil d'intensité d'une impulsion de 405 fs de largeur temporelle susceptible d'être obtenue par compression linéaire d'un similariton présentant une largeur ν_p de 1.27 THz. Intensités représentées en échelle linéaire (a) et en échelle logarithmique (b).

Nous avons déterminé dans l'étude de l'amplificateur, que la puissance de pompe maximale susceptible d'être utilisée était de 200 mW. Pour une telle puissance, si on effectue le processus de compression directement à la sortie de la fibre dopée, il est nécessaire d'utiliser une longueur de 3.4 m de fibre compensatrice ($GDD = -0.34 \text{ ps}^2$, cf. figure 5.3(d)). Les simulations montrent que pour un tel dispositif, l'impulsion comprimée présente une largeur temporelle optimale de 352 fs (cf. figure 5.14(a)). Le facteur de compression serait alors de 17 par rapport à l'impulsion relevée à la sortie de l'amplificateur et d'environ 5 au regard de celle délivrée par le laser Pritel.

Le calcul théorique basé sur l'approximation d'un spectre parabolique (cf. équation 5.5), nous donne quant à lui, pour une largeur ν_p de 1.27 THz, obtenue par régression parabolique du spectre du similariton à la sortie de la fibre erbium, une largeur temporelle de l'impulsion comprimée avoisinant 400 fs. Bien que ce calcul soit approximatif, du fait que le similariton n'a pas encore acquis son régime asymptotique dans le domaine fréquentiel, sa courbe d'évolution met en évidence les avantages d'un élargissement spectral de ce dernier dans une fibre passive. Ainsi pour un paramètre ν_p de 3 THz ($\Delta\lambda = 34 \text{ nm}$), nous pouvons nous attendre à obtenir des impulsions de largeur inférieure à 170 fs (cf. figure 5.14(b)).

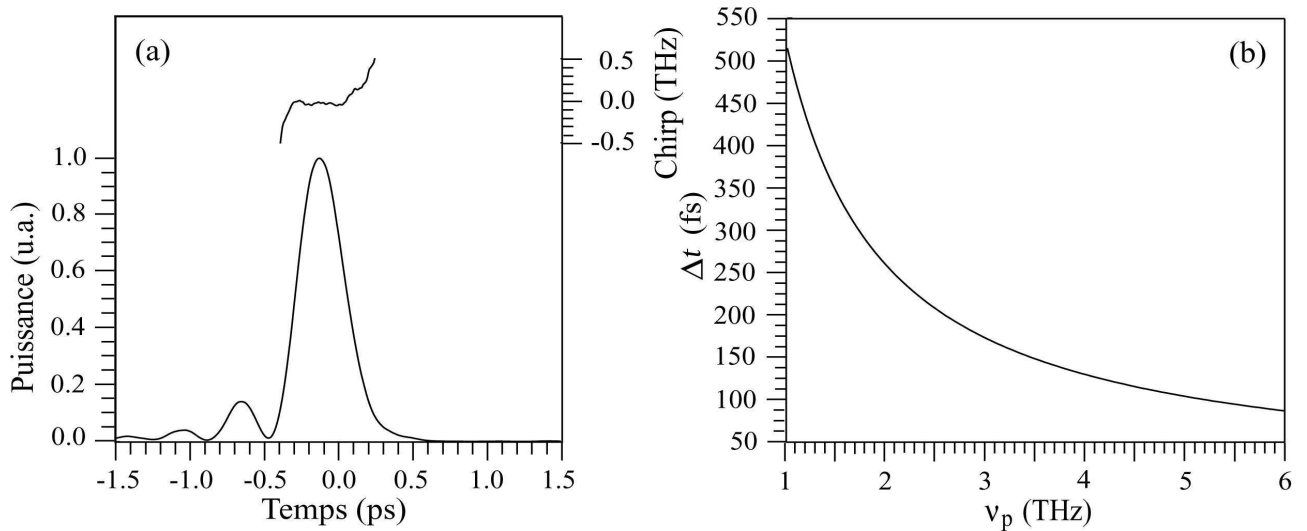


Fig 5.14 - (a) : Profil impulsionnel et chirp de l'impulsion comprimée obtenue par simulation de la propagation du similariton dans 3.40 m de fibre HC 1550-02. (b) : Evolution théorique de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion comprimée (en limite de Fourier) en fonction du paramètre caractéristique ν_p .

5.6.5 Processus d'élargissement spectral du similariton

Afin d'obtenir des impulsions dépassant la limite temporelle de 350 fs, il est nécessaire d'étendre le spectre impulsionnel dans une fibre passive intercalée entre la fibre dopée et la fibre compensatrice, tout en s'assurant que les propriétés du similariton sont conservées (temps de groupe linéaire). Habituellement, la technique consiste à propager l'impulsion dans une fibre fortement non-linéaire afin de générer un processus d'automodulation de phase (cf. section 1.5.2) [135, 137, 138]. Pour notre étude, la fibre additionnelle doit présenter une

dispersion (faible) normale et plate sur l'ensemble du spectre de l'impulsion élargie pour que celle-ci se propage de manière autosimilaire, et conserve ainsi son chirp linéaire (*cf. section 2.1*) [70].

5.6.5.1 Dispositif expérimental

Expérimentalement, nous avons utilisé une fibre fortement non-linéaire de la société OFS présentant une dispersion plate de $3.1 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ ainsi qu'une non-linéarité estimée à $7.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ (*cf. section 4.2.0.3*). Cette fibre est soudée à l'amplificateur de 10 m que nous avons mis au point (*cf. section 5.2*), en sachant que la sortie de ce dernier est composée d'un démultiplexeur, permettant de rejeter l'onde pompe résiduelle et d'éviter une amplification Raman de l'impulsion dans la fibre non-linéaire. En outre la longueur de ce démultiplexeur a été choisie de sorte à pouvoir négliger le processus de compression non-linéaire du similariton dans cette fibre à dispersion anormale. Compte tenu de la différence de diamètre de cœur entre les trois fibres considérées, le couplage n'a pu être assuré entre la fibre dopée et la fibre HNLF qu'à 72% (-1.43 dB). Afin de garantir une polarisation linéaire à la sortie de la fibre fortement non-linéaire et en prévision de l'adjonction de la fibre compensatrice à cœur creux, qui ne présente pas de biréfringence induite lors de sa torsion, un deuxième contrôleur de polarisation utilisant la fibre fortement non-linéaire est placé dans la partie finale du banc d'essai.

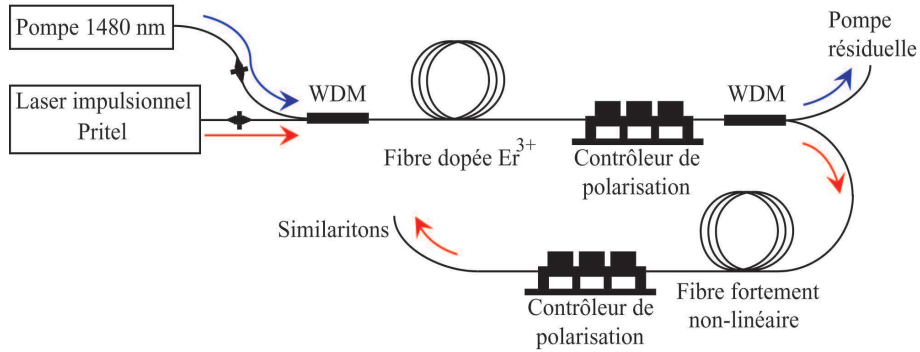


Fig 5.15 - Schéma du dispositif d'expansion spectrale des similaritons issus de l'amplificateur.

5.6.5.2 Limitation de l'expansion spectrale par la diffusion Raman

Lors de sa propagation dans la fibre passive, le similariton subit un effet Raman dont l'importance est définie par la valeur du coefficient de non-linéarité γ ainsi que par l'amplitude de la fonction $\tilde{h}_r(\omega)$ (*cf. sections 1.2.4 & 1.4.2*). Ce dernier paramètre dépend fortement des dopants introduits dans la silice et peut varier, dans le cas d'une lumière dépolarisée, de plus de 75% entre une fibre monomode standard SMF-28 et une fibre à dispersion décalée (DSF) [50]. Lors de nos modélisations numériques basées sur l'NLSE avec diffusion Raman, nous nous sommes rendus compte que l'amplitude des composantes spectrales générées lors de nos expériences dans la fibre HNLF par cet effet (*cf. figure 5.16(b)*), au delà de 1640 nm, ne pouvait s'expliquer que par une augmentation de 26% de l'amplitude de la fonction $\tilde{h}_r(\omega)$

habituellement utilisée dans nos simulations (*cf. figure 1.1*). Ceci signifie que la diffusion Raman limitera rapidement la distance de propagation pour laquelle le similariton maintient une linéarité de son chirp.

Dans le cas d'une puissance de pompe de 200 mW, la puissance à la sortie de la fibre non-linéaire est de 50 mW (13.3 dB). Notre modélisation numérique de la propagation du profil impulsionnel, relevé à la sortie de la fibre dopée, dans les 10 m de fibre HNLF met en évidence un profil spectral en accord avec celui relevé expérimentalement (*cf. figure 5.16(b)*). Le profil temporel ainsi que le chirp obtenus par simulation présentent quant à eux une instabilité importante provenant de l'interférence des composantes Raman avec le reste de l'impulsion (la fréquence de modulation est de 13 THz) [47]. Ces résultats laissent supposer que le similariton, au cours de sa propagation dans la fibre non-linéaire, subit rapidement des distorsions perturbant sa phase spectrale ; nous décidons donc de limiter la longueur de fibre passive à 10 m du fait qu'un allongement de celle-ci, bien que permettant de générer des impulsions comprimées plus courtes, se traduirait par un piédestal d'énergie relative plus important [139].

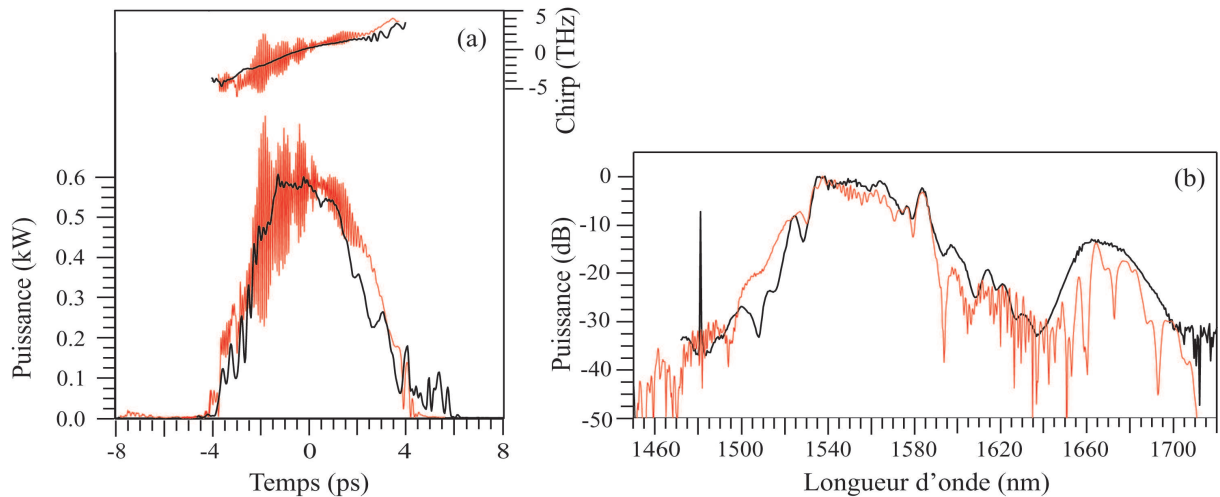


Fig 5.16 - (a) : Profil impulsionnel et chirp expérimentaux relevés à la sortie des 10 m de fibre non-linéaire (noir) et obtenus par simulation numérique (rouge), dans le cas d'une amplification de 13.3 dB à la sortie de la fibre HNLF. (b) : Spectre expérimental (noir) et spectre obtenu par simulation (rouge) dans les mêmes conditions que la figure (a).

5.6.5.3 Propagation autosimilaire des similaritons dans une fibre passive

Les impulsions paraboliques possèdent la particularité de pouvoir se propager dans une fibre à dispersion normale sans subir les effets destructifs du wave breaking et en conservant la forme de leur enveloppe (*cf. section 2.1*) [12]. Cette propriété des similaritons avait déjà été constatée expérimentalement lors de la mise au point du premier amplificateur à similariton où une impulsion parabolique à 976 nm avait été propagée dans 2 m de fibre monomode standard, présentant pour cette longueur d'onde une dispersion normale (*cf. section 1.3*).

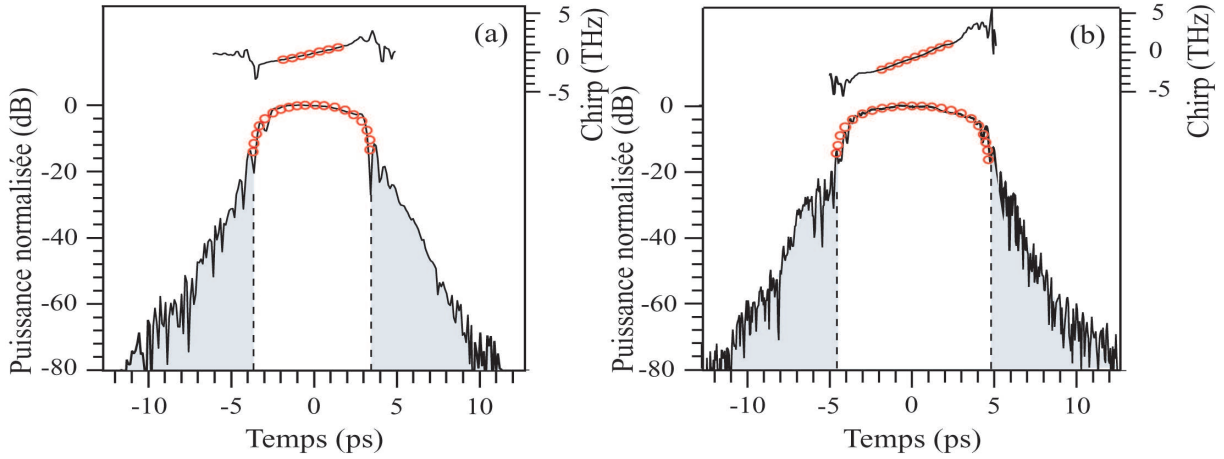


Fig 5.17 - (a) : Profils d'intensité et chirp de l'impulsion à la sortie de la fibre dopée erbium de 10 m. (b) : Profils d'intensité et chirp de l'impulsion à la sortie de la fibre non-linéaire de 10 m. Régressions paraboliques des impulsions et linéaires des chirps (cercles).

Lors de nos expériences, nous nous sommes attachés à confirmer cette particularité dans la fibre fortement non-linéaire.

Dans le cadre du dispositif décrit par la figure 5.15, pour une puissance pompe de 200 mW, les impulsions à la sortie de la fibre non-linéaire présentent une largeur temporelle de 6.1 ps pour une largeur spectrale de 34 nm. Ces deux valeurs mettent en évidence les effets de la fibre non-linéaire, la largeur spectrale ayant doublée par rapport à celle des impulsions délivrées par l'amplificateur, alors que la largeur temporelle n'a crû que de 13% (cf. figure 5.6.6.1). Les impulsions à l'entrée et à la sortie de la fibre non-linéaire présentent toujours clairement les caractéristiques d'un similariton avec un bon accord pour les régressions paraboliques et linéaires (cercles) des profils d'intensité et de chirp (cf. figure 5.6.6.1).

D'après les résultats mis en évidence dans la section 5.6.4, les similaritons issus de la fibre non-linéaire ont un paramètre ν_p de 3 THz ; la compensation de leur chirp permettra ainsi d'obtenir des impulsions inférieures à 170 fs. Si nous nous intéressons maintenant au chirp de l'impulsion, il apparaît que celui est toujours linéaire et a évolué d'une pente de 0.46 THz.ps^{-1} à 0.82 THz.ps^{-1} . La longueur de fibre compensatrice nécessaire à la compression linéaire des impulsions se trouve ainsi réduite d'un facteur 1.8 pour atteindre environ 1.90 m.

En plus de présenter les avantages pratiques de l'utilisation des propriétés d'autosimilarité des impulsions paraboliques dans les fibres à dispersion normales, ces résultats expérimentaux nous permettent de réaffirmer le comportement particulier des similaritons, capable de maintenir la linéarité de leur chirp en présence d'effets non-linéaires, tout en élargissant leur profil spectral.

5.6.6 Compression des similaritons

Nous présentons maintenant la partie concernant la compression des similaritons. Celle-ci repose sur l'utilisation de la fibre à bande interdite photonique HC-1550-02 dont la dispersion anormale permet la compensation de la phase spectrale parabolique du similariton issu de la fibre fortement non-linéaire. La fibre présentant un cœur creux, nous n'avons pu souder

celle-ci avec la fibre HNLF. La fibre photonique ayant toutefois un diamètre de $120\text{ }\mu\text{m}$ et la fibre HNLF de $125\text{ }\mu\text{m}$, nous avons choisi de coupler ces deux fibres par contact à l'aide de deux connecteurs FC-PC et d'un raccord monomode. A l'aide de ce dispositif nous avons pu obtenir un couplage de 60% (-2.2 dB) de la puissance entre les deux fibres optiques. Le schéma du banc d'essai permettant la génération d'impulsions ultracourtes à 1550 nm par compression linéaire des similaritons issus de l'amplificateur à fibre dopée erbium est représenté sur la figure 5.18.

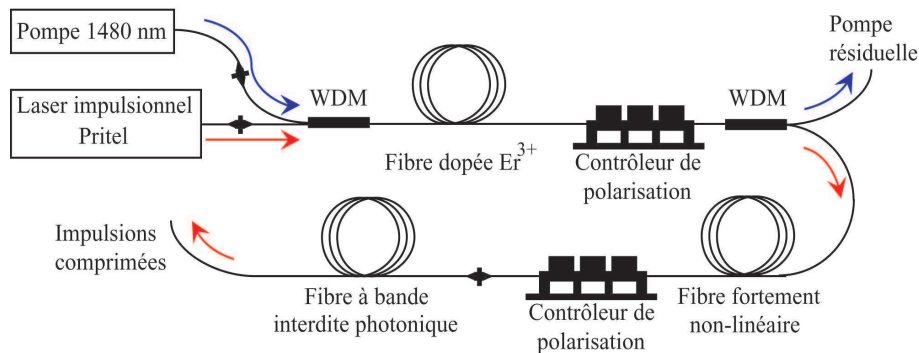


Fig 5.18 - Schéma du dispositif de compression des similaritons utilisant une fibre fortement non-linéaire et une fibre à bande interdite photonique.

5.6.6.1 Résultats expérimentaux de compression

La fibre à bande interdite photonique est un milieu purement dispersif, les propriétés du compresseur sont donc invariantes avec la puissance des similaritons à son entrée et le spectre impulsif reste identique au cours de la propagation dans la fibre, les modifications structurales de l'impulsion ne s'effectuant que dans le domaine temporel (*cf. section 1.5.1*). Pour une puissance de pompe de 200 mW, les impulsions paraboliques à la sortie de la fibre fortement non-linéaire présentent une dispersion de temps de groupe de 0.19 ps^2 . Pour la réalisation de notre source impulsif nous décidons d'utiliser une longueur de 2 m de fibre photonique (la compensation de phase étant alors obtenue pour une puissance pompe légèrement inférieure).

L'optimum de compression pour ce dispositif a été observé expérimentalement avec une puissance pompe de 170 mW. Le spectre impulsif à la sortie du montage est quasiment identique à celui relevé à la sortie de la fibre non-linéaire (*cf. figure 5.6.6.1(c)*), confirmant la nature purement dispersive de la fibre photonique. Nous notons cependant une atténuation de plus de 10 dB des composantes Raman se situant dans la zone spectrale comprise entre 1640 et 1700 nm. Cette atténuation pouvant trouver son origine dans les pertes par courbures ainsi que dans le coefficient d'atténuation de la fibre qui passe progressivement de 19 dB.km^{-1} à 1640 nm à plus de 200 dB.km^{-1} à 1700 nm.

Les impulsions caractérisées par le dispositif FROG, présentent alors une largeur temporelle de 136 fs pour une puissance crête 6.5 kW. La puissance moyenne de l'onde signal à la sortie de la fibre est de 29.2 mW (10.9 dB), soit une énergie de 1.47 nJ par impulsion et le produit $\Delta t \Delta \nu$ est de 0.58 indiquant que nous sommes proches de la limite de Fourier. La valeur de ce coefficient est toutefois inférieure à la limite théorique que nous avons définie dans

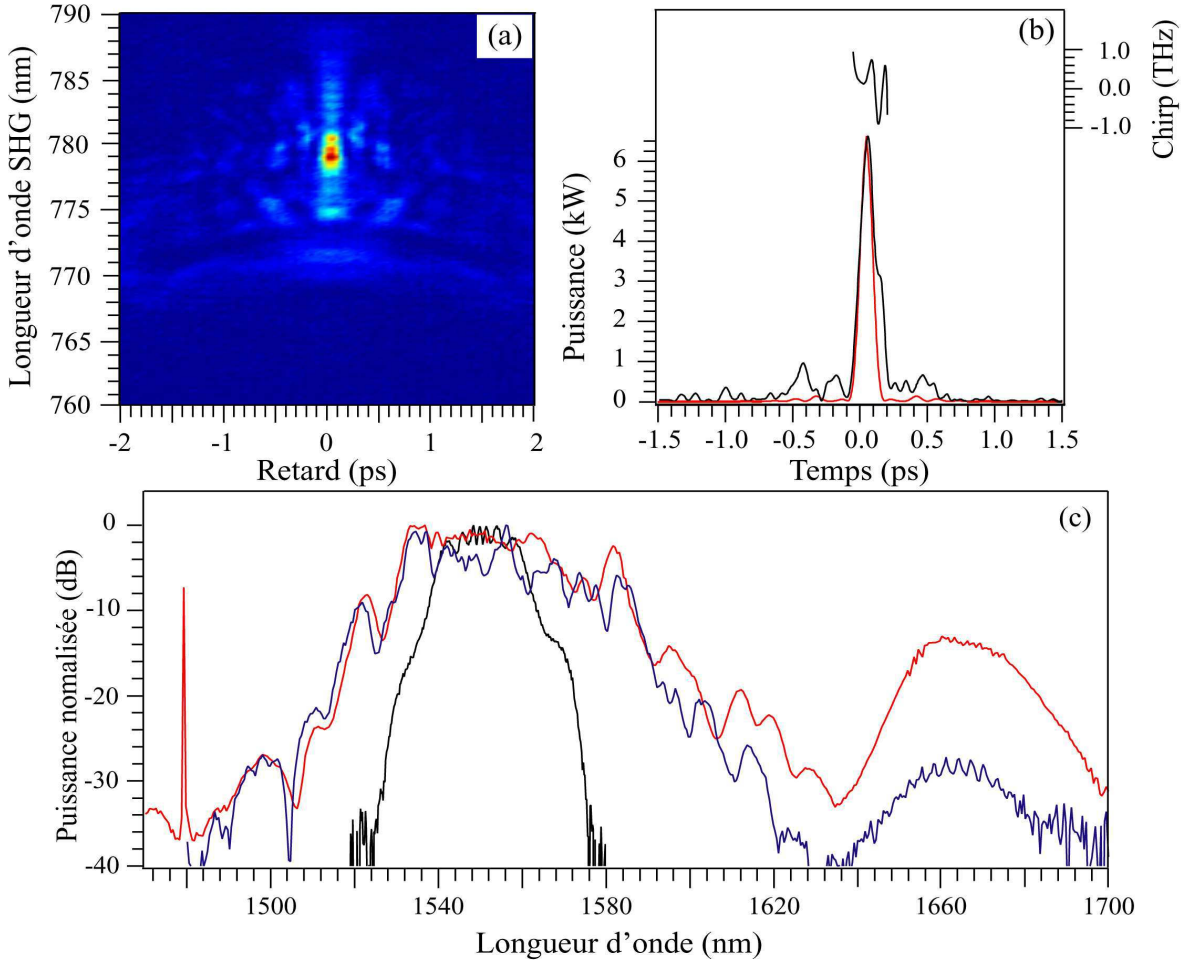


Fig 5.19 - (a) : Trace FROG de l'impulsion comprimée récupérée à la sortie de la fibre photonique. (b) : Profils d'intensité et chirp expérimentaux à la sortie de la fibre compensatrice (noir) et profil d'intensité obtenu par annulation de la phase spectrale du similariton, caractérisé à la sortie de la fibre fortement non-linéaire (rouge). (c) : Spectres des impulsions à la sortie de la fibre dopée erbium (noir), de la fibre HNLF (rouge) et de la fibre HC-1550-02 (bleu).

la section 5.6.3, ceci s'expliquant par le fait que celle-ci avait été déterminée en supposant que l'impulsion était dans son régime asymptotique principal et donc que le spectre était parabolique, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience. Sur la figure (b), nous observons aussi que le piédestal de l'impulsion récupérée est important, le facteur de qualité n'étant en effet que de 69% par régression Gaussienne du lobe principal. Afin de déterminer si pour ces réglages expérimentaux l'impulsion est proche de sa limite de Fourier, nous avons alors comparé celle-ci avec l'impulsion susceptible d'être obtenue par annulation de la phase spectrale du similariton caractérisé à la sortie de la fibre HNLF (*cf. figure (b)*). Nous pouvons remarquer que les deux profils sont très proches, toutefois l'impulsion expérimentale fait apparaître une légère excroissance sur son flanc droit.

Notre dispositif offre donc pour ces réglages optimaux un facteur de compression de 45 par rapport à la largeur du similariton introduit dans la fibre photonique et de 12 par rap-

port aux impulsions délivrées par le laser. Dans ce dernier cas, la puissance crête est plus de 100 fois supérieure à celle de l'impulsion originelle et pourrait encore être accrue par la recherche de techniques permettant une amélioration du couplage dans la fibre à bande interdite photonique. Ce dernier résultat conclut notre partie expérimentale sur l'amplificateur à similaritons que nous avons mis au point et met clairement en évidence les avantages offerts par le profil parabolique dans la génération de sources impulsionnelles femtosecondes.

5.6.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats expérimentaux mettant en évidence les deux structures caractéristiques du similariton que sont son cœur et ses ailes. Les profils impulsionnels relevés ont permis d'élaborer un modèle numérique de l'amplificateur décrivant les comportements observés. Nous avons aussi été en mesure de vérifier les propriétés d'évolution de ces impulsions paraboliques en fonction du gain et de la distance de propagation.

Pour une puissance de pompe de 200 mW, nous avons alors montré que dans le cas d'une compression linéaire des similaritons directement à la sortie de l'amplificateur, on ne pouvait obtenir des impulsions inférieures à 350 fs, ce qui a abouti à la mise en œuvre d'un compresseur utilisant un processus d'élargissement spectral accompagné d'une compression linéaire. Dans ce dispositif la fibre non-linéaire a alors permis d'effectuer une propagation autosimilaire du similariton tout en doublant sa largeur spectrale. Après compensation de la phase dans 2 m de fibre à bande interdite photonique, nous avons alors pu caractériser des impulsions de 136 fs, offrant de nouvelles possibilités d'utilisation à notre laser impulsionnel.

Conclusion et Perspectives

Ce mémoire rapporte un travail de thèse réalisé de 2002 à 2006 portant sur la génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibre dopée erbium et sur la caractérisation de profils impulsionnels par autocorrélation résolue en fréquence. Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique P.M.Duffieux de l'Université de Franche Comté dans l'équipe optoélectronique sous la direction du Professeur J.M. Dudley et a porté sur l'étude des similaritons dans les amplificateurs à fibres dopées erbium à dispersion normale. Il a abouti à la réalisation de la première source impulsionnelle ultracourte totalement fibrée combinant les propriétés des similaritons et les caractéristiques des fibres à bande interdite photonique.

Dans la première partie de notre étude, nous nous sommes intéressés à la génération de similaritons. Il est connu depuis l'étude de M.E. Fermann *et al* en 2000 qu'une impulsion à la possibilité d'évoluer asymptotiquement vers un profil parabolique dans un amplificateur fibré, si l'impulsion se propage en régime de dispersion normale. Ces impulsions étaient jusqu'alors générées dans des fibres dopées ytterbium ; notre étude s'est donc attachée à mettre en évidence les possibilités d'obtention de ce profil aux longueurs d'onde des télécommunications optiques ($1.55\ \mu\text{m}$) par l'utilisation d'une fibre dopée erbium. Pour cela nous avons conçu un amplificateur en géométrie copropagative, utilisant uniquement des sources et des composants fibrés commerciaux.

Afin d'étudier les propriétés structurelles de ces impulsions, nous avons développé un système d'autocorrélation résolue en fréquence par génération de second harmonique (SHG-FROG). Sa grande sensibilité nous a permis, pour la première fois, de mettre en évidence les deux structures asymptotiques des impulsions paraboliques. Les profils récupérés ont alors pu être confrontés à ceux obtenus à partir d'un modèle numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger incluant un gain variable limité spectralement. Ce dernier a montré une très bonne adéquation avec les relevés expérimentaux, nous permettant une meilleure compréhension de l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation dans la fibre dopée. Afin de confirmer les résultats observés, nous avons effectué une caractérisation des profils impulsionnels issus de l'amplificateur pour différentes longueurs de fibre ; ceux-ci ont alors mis en évidence deux étapes dans l'évolution de l'impulsion qui consistent en la restructuration du profil impulsionnel en un similariton, puis dans la propagation autosimilaire de ce dernier.

La théorie des similaritons prévoit qu'au cours de sa phase d'amplification autosimilaire, l'amplitude relative des ailes de l'impulsion parabolique diminue. Etant en mesure de les

caractériser, nous avons pu montrer que la fraction énergétique des constituants décroissait de manière exponentielle, confirmant la nature intermédiaire de cette caractéristique asymptotique.

Nous nous sommes ensuite intéressés à déterminer les limites de fonctionnement de notre amplificateur ainsi que l'influence de la configuration de pompage sur les similaritons générés. Nous avons alors pu montrer qu'au delà de la croissance exponentielle de leur spectre qui limite leur amplification, le profil spectral de gain du milieu amplificateur joue un rôle primordial dans la déstabilisation de ce profil impulsif. En étudiant les caractéristiques de notre amplificateur dans le cas des configurations de pompage co et contrapropagative nous avons aussi pu confirmer, expérimentalement et par simulation, la possibilité de générer des similaritons dans une fibre dopée à dispersion normale quelle que soit la distribution longitudinale du gain. Cependant les largeurs temporelles et spectrales ainsi que les puissances crêtes des similaritons varient. Ainsi, dans le cas d'un pompage codirectionnel, ceux-ci présentent alors les largeurs spectrales et les pentes de chirps les plus importantes, rendant cette configuration particulièrement intéressante pour la génération d'impulsions comprimées ultracourtes par le fait qu'elle permet de réduire leur largeur temporelle ainsi que la longueur de fibre compensatrice nécessaire à cette opération.

L'application majeure des similaritons consiste dans la génération d'impulsions ultracourtes par compensation de leur phase spectrale. Dans le cadre de l'étude du comportement de l'amplificateur, nous avons montré que pour une puissance de pompe de 200 mW, les impulsions optimales, susceptibles d'être obtenues par compression linéaire, ne pouvaient dépasser une largeur temporelle de 350 fs. En utilisant la propriété d'autosimilarité de ces impulsions dans les fibres à dispersion normale, nous avons pu élargir leur spectre impulsif tout en conservant leur phase spectrale parabolique, et ceci en propageant les similaritons dans 10 m de fibre fortement non-linéaire. Les études théoriques, nous ont alors prédit la possibilité d'obtenir des impulsions comprimées de largeurs temporelles inférieures à 170 fs. Afin d'effectuer la compression linéaire des impulsions, nous avons choisi d'utiliser une fibre à bande interdite photonique de 2 m de longueur. À l'aide de ce dispositif nous avons alors pu obtenir des impulsions proches de leur limite de Fourier, présentant une largeur temporelle de 136 fs pour une puissance crête de 6.5 kW.

Diverses perspectives et développements basés sur ce travail peuvent être envisagés à partir de ce travail de thèse. Parmi ceux-ci, le premier consisterait à réaliser une compression non-linéaire des impulsions à la sortie de la fibre photonique afin d'atteindre un régime impulsif *sub* 100 fs. Le second serait d'effectuer l'étude de notre dispositif en pompage contrapropagatif. En effet nous n'utilisons notre pompe qu'à 10% de ses possibilités et nous avons montré qu'une telle configuration retardait l'élargissement spectral du similariton. Or il semble que cela soit cette dernière caractéristique qui limite la stabilité des impulsions dans notre amplificateur. En utilisant une telle configuration, il serait alors possible d'augmenter l'énergie des similaritons susceptibles d'être générés dans l'amplificateur, et en adaptant les paramètres du dispositif de compression d'augmenter la puissance moyenne à la sortie de la fibre compensatrice. Cependant cet avantage pourrait être contrebalancé par la diffusion Raman stimulée qui limite la longueur de fibre non-linéaire lors de l'expansion spectrale des similaritons, restreignant de ce fait la largeur temporelle des impulsions comprimées susceptibles d'être obtenues.

Table des acronymes

BBO	Beta Barium Borate	Béta Borate de Barium
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à dispersion décalée
FROG	Frequency Resolved Optical Gating	Corrélation résolue en fréquence
GDD	Group Delay Dispersion	Dispersion de temps de groupe
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersion de vitesse de groupe
HNLF	Highly NonLinear Fiber	Fibre fortement non-linéaire
ND-DDF	Normal Dispersion - Dispersion Decreasing Fiber	Fibre à dispersion décroissante normale
NLSE	NonLinear Schrödinger Equation	Equation non-linéaire de Schrödinger
PBC	Polarizing Beamsplitter Cube	Cube séparateur de polarisations
PCGP	Principal Component Generalized Projections	Méthode généralisée de projections des composantes principales
SHG	Second Harmonic Generation	Génération de second harmonique
SPM	Self Phase Modulation	Automodulation de phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman stimulée
SSF	Split Step Fourier	Transformées de Fourier à pas divisés
SVD	Singular Value Decomposition	Décomposition en valeurs singulières
TBP	Time-Bandwidth Product	Produit durée-largeur spectrale
TPA	Two Photon Absorption	Absorption à deux photons
WDM	Wavelength Division Multiplexer	Multiplexeur/démultiplexeur
XPM	Cross Phase Modulation	Intermodulation de phase/ Modulation de phase croisée

ANNEXES

A.1 Phase et chirp

Le champ électrique peut être décrit à partir des définitions suivantes :

$$E(z,t) = \sqrt{P(z,t)} e^{i\phi(t)} , \quad \tilde{E}(z,\omega) = \sqrt{\tilde{P}(z,\omega)} e^{i\tilde{\phi}(\omega)} \quad (\text{A.1})$$

où $\phi(t)$ et $\tilde{\phi}(\omega)$ sont respectivement les phases temporelle et spectrale du champ électrique. L'information de la fréquence instantanée des composantes de l'impulsion est contenue dans la phase temporelle :

$$\omega(t) = \omega_o - \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{A.2})$$

Son glissement de fréquence est appelé chirp. Une impulsion non chirpée présente donc une phase constante au cours du temps alors qu'une variation de phase linéaire correspond à un décalage de fréquence. Le glissement de fréquence est dit positif ou négatif lorsque la fréquence augmente et respectivement diminue avec le temps, il est dit linéaire quand la phase est quadratique. Le chirp trouve son équivalent dans le domaine fréquentiel sous la désignation de temps de retard de groupe :

$$\tilde{t}(\omega) = \frac{d\tilde{\phi}(\omega)}{d\omega} \quad (\text{A.3})$$

A.2 Profils impulsionnels et paramètres caractéristiques

$I(t)$	Δt	$I(\nu)$	$\Delta \nu$	$\Delta t \Delta \nu$	$S(\tau)$	$\Delta \tau$
e^{-t^2}	1.665	$e^{-4\pi^2\nu^2}$	0.265	0.441	$e^{-\tau^2/2}$	2.355
$\text{sech}^2 t$	1.763	$\text{sech}^2(\pi^2\nu)$	0.179	0.315	$\frac{3(\tau \cosh(\tau) - \sinh(\tau))}{\sinh^3(\tau)}$	2.720
$\frac{1}{\left(e^{\frac{t}{1+A}} + e^{-\frac{t}{1-A}}\right)^2}$		$\frac{1+1\sqrt{2}}{\cosh\left(\frac{30\pi^2\nu}{16}\right)+1/\sqrt{2}}$			$\frac{1}{\cosh^3\left(\frac{8\tau}{15}\right)}$	
$A = \frac{1}{4}$	1.715		0.179	0.306		2.648
$A = \frac{1}{2}$	1.565	$\text{sech}\left(\frac{3\pi^2\nu}{2}\right)$	0.178	0.278	$\frac{3 \sinh\left(\frac{8\tau}{3}\right) - 8\tau}{4 \sinh^3\left(\frac{4\tau}{3}\right)}$	2.424
$A = \frac{3}{4}$	1.278	$\frac{1-1\sqrt{2}}{\cosh\left(\frac{14\pi^2\nu}{16}\right)-1/\sqrt{2}}$	0.173	0.221	$\frac{2 \cosh\left(\frac{16\tau}{7}\right) + 3}{5 \cosh^3\left(\frac{8\tau}{7}\right)}$	2.007

A.3 Accord de phase de type I pour le BBO

Le Beta Borate de Barium (BBO) est un cristal uniaxe négatif; ces deux indices peuvent être définis, pour une longueur d'onde λ en μm , par une équation de Sellmeier :

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \\ n_e^2(\lambda) &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

A.3.1 Angle d'accord de phase

Les cristaux voient leur indice ordinaire et extraordinaire augmenter avec la fréquence de l'onde incidente ($n_o(2\omega) > n_o(\omega)$ et $n_e(2\omega) > n_e(\omega)$). Le BBO est un cristal négatif ce qui signifie que l'indice ordinaire à la longueur fondamentale de 1550 nm est supérieur à celui de l'indice extraordinaire à la longueur d'onde de second harmonique. Dans le cas d'une géométrie de faisceaux colinéaires représentée par la figure A.2(b), il existe un angle θ entre la direction des vecteurs d'onde et l'axe optique du cristal non-linéaire pour lequel la condition d'accord de phase est respectée. Si cet accord est de type I, cet angle est obtenu à partir de la relation :

$$\theta(\text{rad}) = \arctan \left(\sqrt{\frac{n_e^2(2\omega)(n_o^2(2\omega) - n_o^2(\omega))}{n_o^2(2\omega)(n_o^2(\omega) - n_e^2(2\omega))}} \right) \quad (\text{A.5})$$

La figure A.2(a), représente l'évolution de l'angle d'accord de phase du cristal de BBO sur la plage de visibilité comprise entre 400 nm et 2 μm . Pour une longueur d'onde fondamentale de 1550 nm, l'angle θ avoisine alors 19.7° ; le cristal non-linéaire de BBO est donc taillé par le fabricant suivant cet angle afin que les faces soient normales au vecteur d'onde du faisceau incident. Dans le cas d'un changement de cette longueur d'onde, l'optimisation du doublage de fréquence peut être retrouvé par un ajustement de l'inclinaison du cristal d'un angle $\delta\theta$ dans le montage optique.

A.3.2 Tolérance angulaire de l'angle d'accord de phase

Si on considère un décalage angulaire $\delta\theta$ par rapport à l'angle θ de conversion maximale, l'évolution du gain du cristal de BBO d'épaisseur L pour ce décalage est donné par la relation [140] :

$$g_\theta = \text{sinc}^2(\Delta k_{\delta\theta} L/2), \quad \Delta k_{\delta\theta} = -\frac{2\omega}{c} \sin(2\theta) \frac{2n_o^3(\omega)}{(n_e^2(2\omega) - n_o^2(2\omega))} \delta\theta \quad (\text{A.6})$$

Pour une onde monochromatique à la longueur d'onde de 1550 nm, incidente à un cristal de 1 mm d'épaisseur, la courbe de gain présente une largeur à mi-hauteur de 0.48°. Cette valeur met en évidence l'importance d'un réglage précis de l'inclinaison du cristal et de

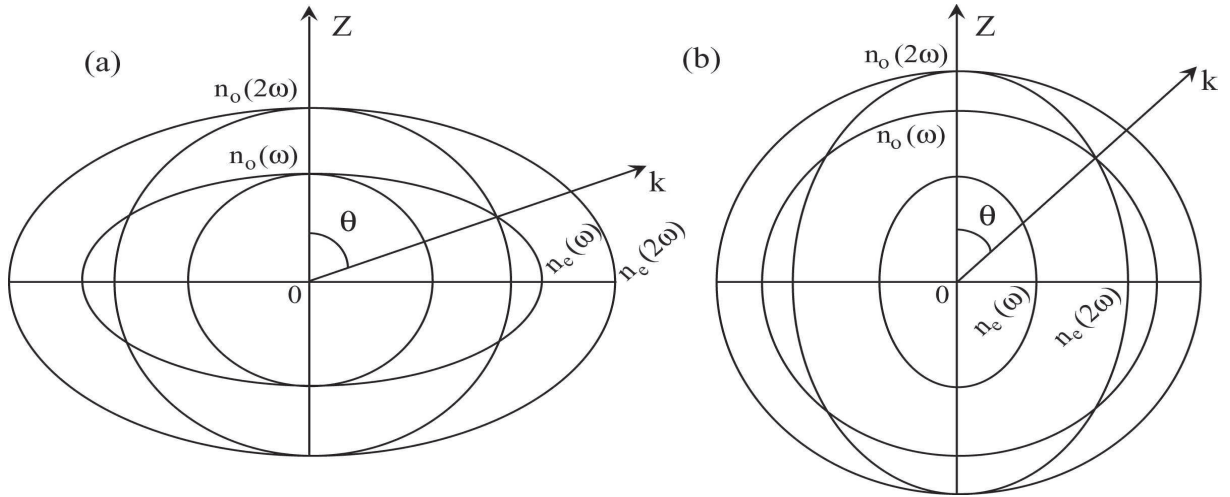


Fig A.1 - Surface des indices pour des accords de phase de type I. (a) : pour un cristal uniaxe positif. (b) : pour un cristal uniaxe négatif.

l'emploi d'un système de stabilisation des vibrations pour assurer une conversion maximale de l'onde fondamentale.

A.3.3 Détermination de l'angle de la polarisation incidente

Lors de l'utilisation d'un cristal de BBO, il est nécessaire de définir la direction de la polarisation rectiligne de l'onde incidente permettant de générer l'onde de second harmonique dans le cristal. Nous désignons cet angle entre la polarisation rectiligne et un des cotés du cristal par α . Pour la réalisation de notre dispositif FROG, nous avons déterminé cet angle à partir du montage présenté sur la figure A.2(c). Pour cela, nous utilisons la source impulsionnelle Pritel dont nous nous assurons de la polarisation rectiligne suivant le plan horizontal, à partir d'un cube séparateur de polarisation et d'une lame demi-onde. La recherche du maximum de conversion à l'aide d'un amplificateur synchrone et d'une diode en silicium, dont nous relevons le photocourant, nous a permis d'ajuster cet angle de rotation du cristal pour la direction de polarisation choisie.

A.3.4 Accord de phase en géométrie non colinéaire

Pour la réalisation du dispositif SHG-FROG, nous utilisons un cristal de BBO dans une application en type I. Cependant afin d'effectuer l'autocorrélation de l'impulsion, il est nécessaire d'utiliser une géométrie non colinéaire. Les deux ondes cohérentes de vecteurs d'ondes k_1 et k_2 polarisées horizontalement se propagent dans le plan horizontal et forment un angle β dans ce plan. La bissectrice de cet angle détermine alors la direction du vecteur d'onde de second harmonique. L'angle θ d'inclinaison du cristal pour l'angle β de focalisation

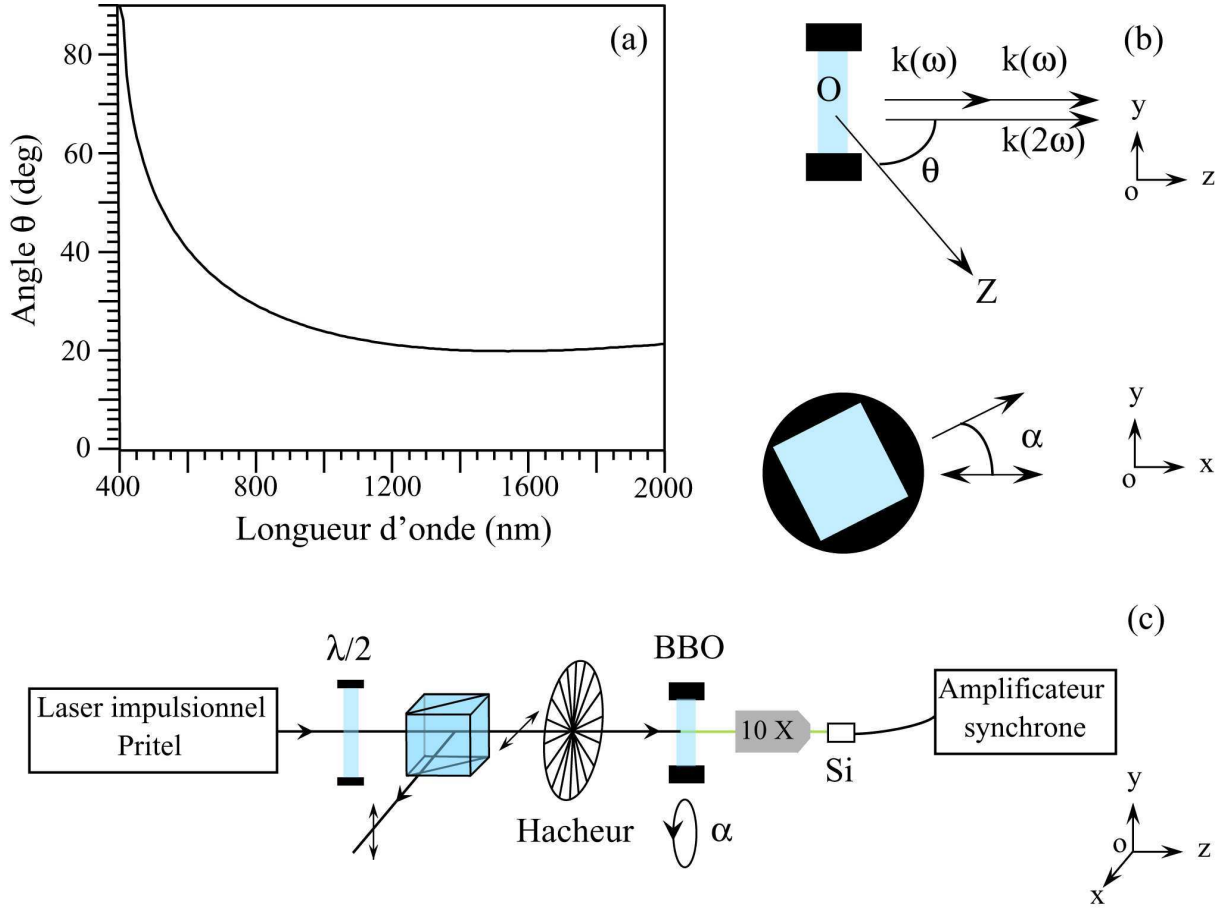


Fig A.2 - (a) : Evolution de l'angle θ en fonction de la longueur d'onde pour un accord de phase de type I en géométrie colinéaire dans un cristal de BBO. (b) : Condition de découpage d'un cristal BBO pour une utilisation dans le cas d'un accord de phase de type I. (c) : Schéma du montage utilisé pour la détermination de l'angle α de la polarisation incidente au cristal non-linéaire.

des deux ondes fondamentales est alors donné par la relation :

$$\theta(\text{rad}) = \arctan \left(\sqrt{\frac{n_e^2(2\omega)(n_o^2(2\omega) - n_o^2(\omega) \cos^2(\beta/2))}{n_o^2(2\omega)(n_o^2(\omega) \cos^2(\beta/2) - n_e^2(2\omega))}} \right) \quad (\text{A.7})$$

La figure A.3(a) décrit l'évolution de l'angle θ d'accord de phase en fonction de l'angle β , ce dernier étant déterminé par la distance focale de la lentille de focalisation et par la distance entre les deux faisceaux parallèles incidents à cette lentille.

Lors de la réalisation du dispositif SHG-FROG nous avons utilisé une lentille de 30 mm de distance focale pour un espacement des deux ondes fondamentales d'environ 2 mm, ce qui nous définit d'après la figure A.3(c) un angle de focalisation β de 3.4° . L'angle d'accord de phase pour la géométrie non colinéaire est alors, à la longueur d'onde de 1550 nm, de 20.2° ; il est donc nécessaire d'effectuer une correction de l'inclinaison du cristal d'un angle $\delta\theta$ d'environ 0.5° , par rapport à une configuration colinéaire.

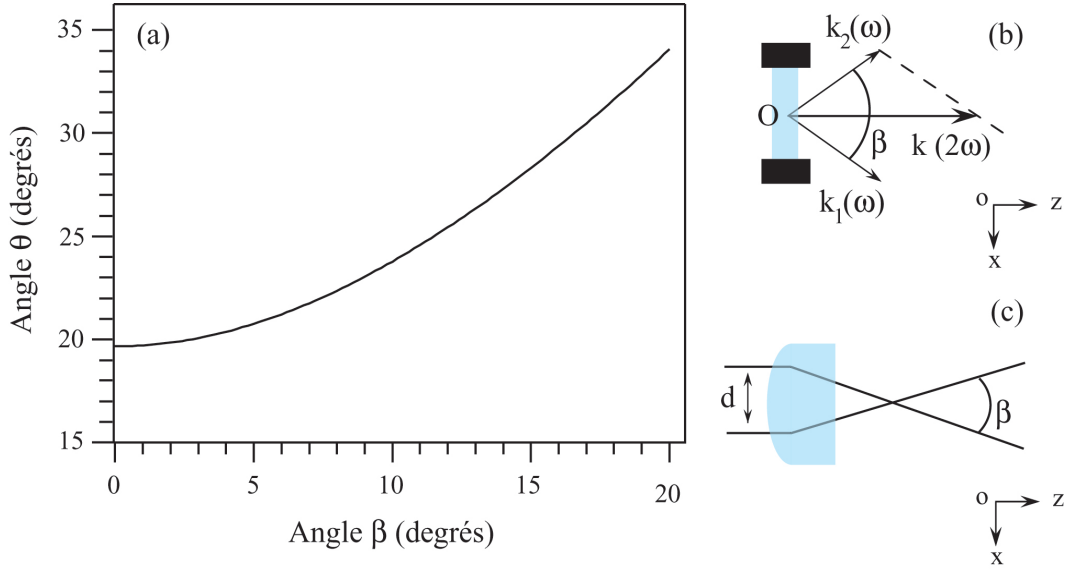


Fig A.3 - **(a)** : Evolution de l'angle θ de second harmonique en fonction de l'angle β entre les faisceaux de l'onde fondamentale pour une longueur d'onde de 1550 nm. **(b)** : Condition d'accord de phase en géométrie non colinéaire. **(c)** : Schéma décrivant l'angle β dans le montage SHG-FROG.

A.3.5 Efficacité de conversion du BBO

Habituellement la notation d_{ik} est utilisée pour exprimer les composantes du tenseur d'ordre deux de la polarisation non-linéaire. La relation qui lie ces coefficients aux tenseurs de susceptibilité $\chi_{ijj'}$ est la suivante : $\chi_{ijj'} = 2d_{ik}$, où i correspond à la direction de la polarisation. L'indice i prend alors les valeurs de 1, 2 et 3 suivant la décomposition de la polarisation non-linéaire dans la base propre XYZ du cristal. La notation k , quant à elle, est équivalente à : $xx=1$, $yy=2$, $zz=3$, $yz=zy=4$, $xz=zx=5$, $xy=yx=6$.

Pour ce système de notation, les tenseurs d'ordre deux de la polarisation non-linéaire sont reliés aux coefficients d_{ik} de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} P_x^{<2>} \\ P_y^{<2>} \\ P_z^{<2>} \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_xE_y \\ 2E_zE_x \\ 2E_xE_y \end{bmatrix}$$

On définit alors un coefficient d_{eff} correspondant à la combinaison des différentes composantes du tenseur de susceptibilité mises en jeu lors du processus de génération de l'onde de

second harmonique. Dans le cas du BBO, ce coefficient s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} \text{Type I} \quad d_{\text{eff}} &= d_{31} \sin(\theta) + (d_{11} \cos(3\phi) - d_{22} \sin(3\phi)) \cos(\theta) \\ \text{Type II} \quad d_{\text{eff}} &= (d_{11} \sin(3\phi) + d_{22} \cos(3\phi)) \cos^2(\theta) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où $d_{11} = 2.55 \text{ pm.V}^{-1}$, $d_{31} = 0.13 \text{ pm.V}^{-1}$ et $d_{22} < 0.13 \text{ pm.V}^{-1}$ (à 1064 nm). Pour ces deux relations, l'angle θ correspond à l'angle d'accord de phase du cristal et ϕ est l'angle entre l'axe propre X du cristal non-linéaire et la projection du vecteur d'onde dans le plan XOY. Dans le cas d'un processus de type I à la longueur d'onde fondamentale de 1550 nm, la valeur de d_{eff} est de 2.13 pm.V^{-1} . Connaissant cette donnée, il est alors possible de définir la puissance générée à la fréquence 2ω pour une longueur de matériau traversée L en supposant un faisceau incident en focalisation confocale [140] :

$$P(2\omega) = \frac{16\pi^2}{\lambda^3} \left(\frac{\mu_o}{\varepsilon_o} \right)^{1/2} \frac{d_{\text{eff}}^2 L}{n^2} P^2(\omega) \text{sinc}^2(\Delta k L/2) \quad (\text{A.9})$$

Dans cette relation, n correspond à l'indice des ondes harmonique et fondamentale à l'accord de phase. En régime impulsionnel il sera possible de calculer la puissance moyenne de second harmonique en approximant le terme $P^2(\omega)$ via le produit de la puissance moyenne par la puissance crête impulsionnelle.

A.3.6 Bande spectrale d'accord de phase

Lors d'un processus de second harmonique, la largeur spectrale de conversion dépend de la différence de vitesse de groupe entre l'onde fondamentale et l'onde de second harmonique

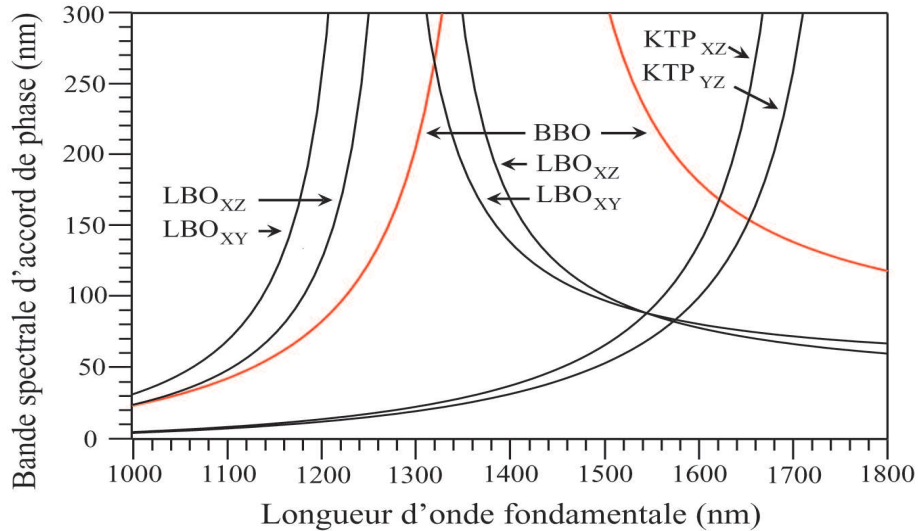


Fig A.4 - Bandes spectrales d'accord de phase pour les cristaux non-linéaires de BBO, LBO_{XY} , LBO_{XZ} , KTP_{XZ} et KTP_{YZ} sur la bande spectrale [1000-1800] nm dans le cas de cristaux de 1 mm d'épaisseur.

lors de la propagation dans le cristal. Dans le cas du BBO, cette bande spectrale est définie par la relation :

$$\Delta\lambda = \frac{0.443 \lambda(\omega)}{L(\frac{dn_o}{d\lambda} |_{\omega} - \frac{1}{2} \frac{dn_e(\theta)}{d\lambda} |_{2\omega})} \quad (\text{A.10})$$

Nous remarquons que celle-ci s'élargit d'autant plus que la distance de propagation dans le cristal est faible, ce qui permet dans le cas d'une épaisseur de cristal de 1 mm, à une longueur d'onde fondamentale de 1550 nm, d'obtenir une bande spectrale d'accord de phase de plus de 200 nm. Dans le cas d'impulsions fortement chirpées, il apparaît donc clairement la nécessité d'utiliser des cristaux d'épaisseur de l'ordre du millimètre, cependant cela se fait au détriment de la puissance de second harmonique obtenue par conversion, qui lui est proportionnelle.

CARACTÉRISTIQUES DES FIBRES OPTIQUES

Annexe B. Caractéristiques des fibres optiques

Universite de Franche-Comte
UFR Des Sciences et Techniques
Laboratoire d'Optique
16 Route de Gray, 25030 Besancon Cedex
France

Your Order No.: L 07218/04-560
Our Order No.: 20512

23-Nov-2004



Leading Optical Innovations

OFS Fitel Denmark I/S
Priorparken 680
DK-2605 Brøndby Phone +45 43 45 88 88
DENMARK Fax +45 43 45 53 73

Erbium doped fiber

Fiber ID:	044833250002
Fiber Type:	R37003
Fiber Length (m):	25
Batch Number:	100000052
Peak Absorption in the 1530nm band (dB/m):	7.32
Wavelength of Peak Absorption in the 1530nm band (nm):	1530
Peak Absorption in the 980nm band (dB/m):	4.33
Wavelength of Peak Absorption in the 980nm band (nm):	978
Cut Off Wavelength (nm):	937
Numerical Aperture ¹⁾ :	0.27
Mode Field Diameter at 1550nm (μm) ²⁾ :	4.9
PMD (ps/m):	0.001
Loss 1200nm (dB/km):	6
Loss 1300nm (dB/km):	22
Coating Diameter (μm):	245
Cladding Diameter (μm):	125.3
Cladding non Circularity (%):	0.2
Core Concentricity Error (μm):	0.2
Proof Test Level (%):	2

1) Theoretical

2) Petermann II definition

General Optical Specifications *

R37003	
Peak Absorption @ 1530 nm	7.0 ± 1.0 (dB/m)
@ 980 nm (typical)	4.5 (dB/m)
Cut-off wavelength	800 - 960 (nm)
Mode field diameter ¹	4.9 ± 0.5 (μm)
Loss at 1200 nm	< 10 (dB/km)
Numerical aperture	0.27 ± 0.01
PMD (typical)	2 (fs/m)
QC Efficiency ²	0.78

¹ Petermann II Def.

² Typical value, measured as stated below

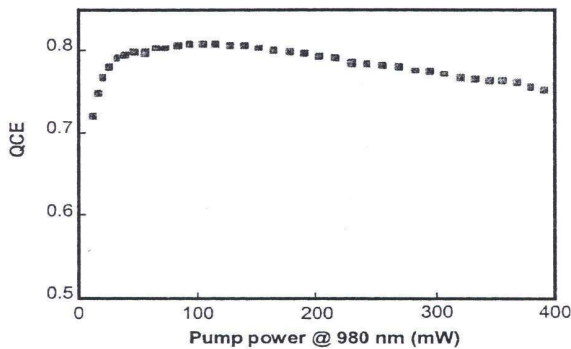
* Tighter specifications are available

Physical Characteristics

Core Diameter ¹	2.9 (μm)
Cladding Diameter	125 ± 0.7 (μm)
Cladding non-circularity	< 1%
Core Eccentricity	< 0.3 (μm)
Coating Diameter	245 ± 15 (μm)
Coating non-circularity	< 2.5%
Coating/cladding concentricity error	< 16 (μm)
Proof Test	2% (200 kpsi)

¹ Typical value

Quantum Conversion Efficiency



Quantum conversion efficiency (QCE) expresses the conversion of pump light to signal light at quantum level. Measured with a 0 dBm signal at 1550 nm and a copropagating 980 nm pump.

Please note that this parameter depends on the measurement conditions.

Ordering Information

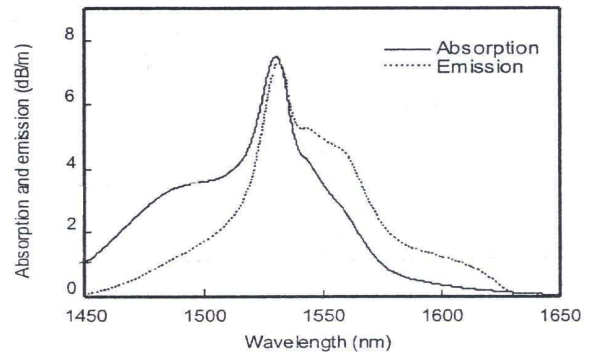
When ordering, please specify:

Fiber length (meters) and comcode **107993263**

Ordering options:

OASiX® Optical Amplifier Simulation System with parameter sets

Absorption and Emission Spectra



For additional information or technical assistance, please contact OFS Specialty Photonics Division at:

Denmark U.S.

Phone: +45 4345 8888 +1 800 364 6404
Fax: +45 4348 3788 +1 732 748 7596
e-mail: ofssalesdk@ofsoptics.com

You can also visit our website at <http://www.ofsoptics.com>

Copyright © 2002 Fitel USA Corp. All rights reserved.

OASiX® is a registered trademark of Fitel USA Corp.

Covered by U.S. Patents 4909816, 5298047, & 5418881.

OFS
Marketing Communications
SPD-101-0103

PS-05 ISO 9001 QA Document 50/B14



Measurement certificate

C.N.R.S.
Laboratoire d'Optique
UFR Des Sciences et Techniques
16 Route de Gray
25030 Besancon Cedex
France

Fiber type:
Identification:

Highly Non-Linear Fiber
044833250001

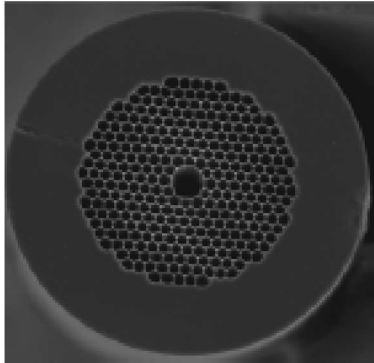
Cladding diameter	μm	125
Coating diameter	μm	200
Length	m	75
Attenuation at 1550 nm ⁽¹⁾	dB/km	0.79
Dispersion at 1550 nm	ps/(nm.km)	-2.46
Dispersion slope at 1550 nm	ps/(nm ² .km)	0.0019
Zero dispersion wavelength	nm	N/A
Dispersion slope at ZDW nm	ps/(nm ² .km)	N/A
PMD ⁽¹⁾	ps/ $\sqrt{\text{km}}$	0.037
Mode field diameter ⁽²⁾⁽¹⁾ 1550 nm	μm	4.13
Cut-off wavelength ⁽¹⁾	nm	1200
Pigtails	FC/APC	
Inner end :	dB	0.08
Outer end :	dB	0.04

¹ From "parent" spool

² Petermann II definition



HC - 1550 - 02



Hollow Core Photonic Bandgap Fiber

Photonic Bandgap Fibers guide light in a hollow core, surrounded by a microstructured cladding formed by a periodic arrangement of air holes in silica. Since only a small fraction of the light propagates in glass, the effect of material nonlinearities is significantly reduced and the fibers do not suffer from the same limitations on loss as conventional fibers made from solid material alone. While hollow core fibers hold the promise to become the next generation ultra-low loss transmission fibers, in the immediate future they find important applications in power delivery, pulse shaping and compression, sensors and non-linear optics.

True hollow waveguide

Less than 5% of light propagates in glass

Gaussian-like fundamental mode

Low bend loss

Negligible Fresnel reflections

Can be filled with gases

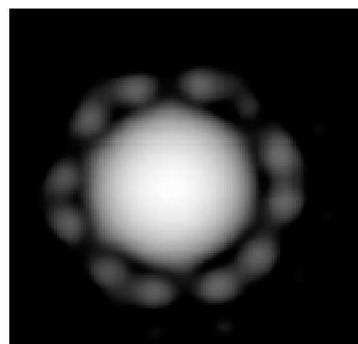
Single material

Unique properties

- More than 95% of the optical power located in the hollow core or in the holes of the cladding and not in glass
- Quasi-Gaussian fundamental mode with >90% shape overlap with the fundamental mode of a conventional fiber
- Core and cladding holes can be filled with gases to alter the nonlinear properties and attenuation
- Low bend loss: Bending at 3 mm radius (20 turns) does not noticeably increase loss
- Fresnel reflection to air at the endfaces estimated at $<10^{-4}$
- Up to 65% of the fiber cross section composed of solid silica, facilitating fusion splicing to conventional fibers
- Single material – undoped fused silica – provides good temperature stability of optical properties

To contact **BlazePhotonics**, please visit our website www.blazephotonics.com or send an email message to info@blazephotonics.com





Measured nearfield intensity
(Log, 20 dB range)

Optical properties

• Center operating wavelength ¹	1550 nm
• Attenuation at center operating wavelength	< 0.1 dB/m
• Dispersion at lowest attenuation wavelength	97 ps/nm/km
• Dispersion slope:	
▪ at center operating wavelength	0.5 ps/nm ² /km
▪ at zero dispersion wavelength	4.8 ps/nm ² /km
• Width of transmission band ²	> 200 nm
• Fraction of light propagating in air ³	> 90%
• Mode field diameter ⁴	7.5 μ m
• Numerical aperture ⁵	0.12
• Effective mode index ⁶	~0.99
• Mode shape overlap with standard SMP ⁷	> 90%

Physical properties

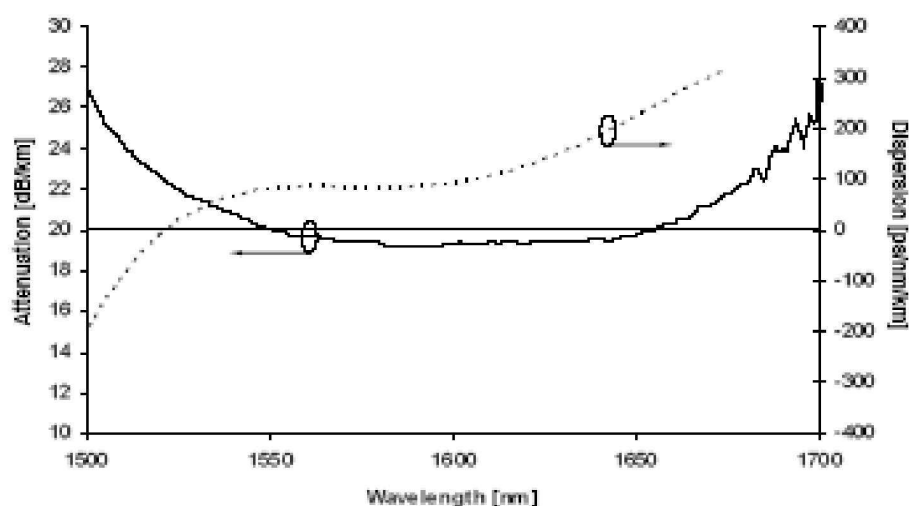
• Core diameter ⁸	10.9 μ m
• Pitch (distance between cladding hole centers)	3.8 μ m
• Air Filling Fraction in the holey region ⁹	> 90%
• Diameter of holey region	70 μ m
• Diameter of silica cladding	120 μ m
• Coating diameter (single layer acrylate)	220 μ m
• Available length	up to 1000 m

To contact **Blaze Photonics**, please visit our website www.blazephotonics.com or send an email message to info@blazephotonics.com

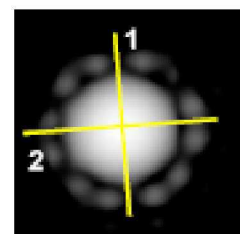
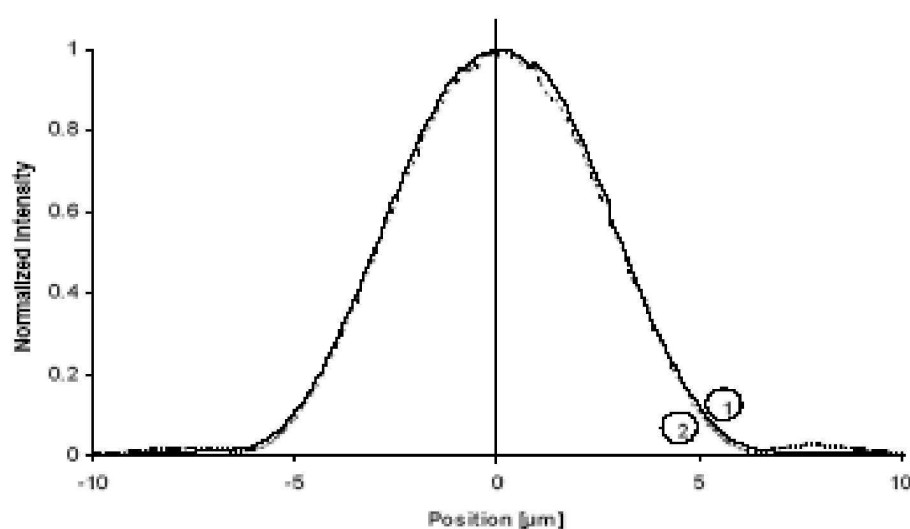




Typical attenuation spectrum chromatic dispersion



Typical near field intensity distribution

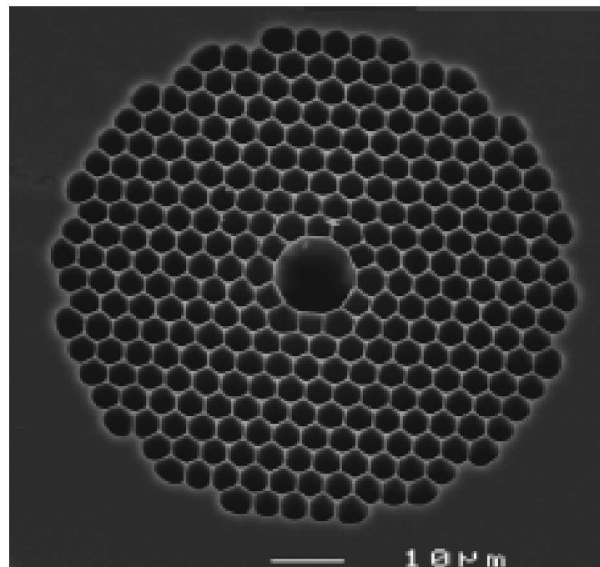


To contact **Blaze Photonics**, please visit our website www.blazephotonics.com or send an email message to info@blazephotonics.com





Scanning Electron Microscope image



Notes

- 1 Other wavelengths available on request
- 2 Bandwidth over which loss < 0.1 dB/m
- 3 Derived from numerical model
- 4 Full 1/e-width of the near field intensity distribution
- 5 Sine of half angle at which a Gaussian fit to the far field intensity distribution has dropped to 1% of its peak value
- 6 Derived from numerical model
- 7 Mode field diameters matched to provide best overlap
- 8 Core formed by removing 7 hexagonal unit cells of the cladding
- 9 Excluding core and outermost ring of holes

To contact **BlazePhotonics**, please visit our website www.blazephotonics.com or send an email message to info@blazephotonics.com



Communications & Publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- P1.** C. Finot, G. Millot, C. Billet and J.M. Dudley : Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber, *Optics Express* **11**, 1547-1552 (2003).
- P2.** C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet and J.M. Dudley : Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibers, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, Special issue on Nonlinear Optics **5**, 211-218 (2004).
- P3.** C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, J.C. Knight and P. St J. Russell : Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fibre compression of optical similaritons around 1550 nm, *Optics Express* **13**, 3236-3241 (2005).

Communications orales à des colloques à comité de lecture avec actes

- C1.** C. Billet, J.M. Dudley and G. Millot : Parabolic pulse generation at 1550 nm via Raman amplification in standard telecommunications grade dispersion shifted fiber, *CLEO Europe 2003* (Conference on Lasers and Electro-Optics), Munich, Allemagne, 22-27 Juin, CL6-1-FRI (2003).
- C2.** C. Finot, G. Millot, C. Billet and J.M. Dudley : Experimental generation of parabolic pulses at 1550 nm via Raman amplification in non zero dispersion shifted fibre, *ECOC 2003* (European Conference of Optical Communications), Rimini, Italie, 21-25 Septembre, 232-233 (2003).
- C3.** C. Finot, G. Millot, C. Billet and J.M. Dudley : Observation et caractérisation de similaritons optiques générés par amplification Raman dans une fibre optique standard, *JNOG 2003* (Journées Nationales de l'Optique Guidée), Valence, 12-14 Novembre, 33-35 (2003).
- C4.** C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, J.C. Knight and P.St J. Russel : Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap compression of optical similaritons around 1550 nm, *CLEO Europe 2005*, Munich, Allemagne, 12-17 Juin, CJ4-6-TUE (2005).
- C5.** C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly and J.C. Knight : Evolution asymptotique intermédiaire et compression de similaritons dans une fibre à bande interdite photonique aux alentours de 1550 nm, *JNOG 2005*, Chambéry, 8-10 Novembre, 328-330 (2005).
- C6.** J.M. Dudley, C. Billet, C. Finot and G. Millot : Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons, Bragg gratings, poling & photosensitivity, 30th Australian Conference on Optical Fibre Technology (BGPP / ACOFT), Sydney, Australie, 4-8 Juillet (2005).
- C7.** J.M. Dudley, C. Billet, P.A. Lacourt, R. Ferrière, C. Finot and G. Millot : Propagation autosimilaire et similariton optique, 9^{ème} rencontre du non-linéaire, Paris, 8-10 Mars, 81-86 (2006).

Communications par affiches à des colloques à comité de lecture

- A1.** C. Billet, J.M. Dudley, and G. Millot : Génération d'impulsions paraboliques par amplification Raman dans une fibre à dispersion décalée, JNOG 2002, Dijon, 23-25 Septembre, 259-261 (2002).
- A2.** C. Finot, G. Millot, C. Billet and J.M. Dudley : Génération de similaritons optiques à 1550 nm par amplification Raman dans une fibre NZ-DSF, COLOQ8, Toulouse, 3-5 Septembre (2003).
- A3.** C. Billet, B. Kibler and J.M. Dudley : Etude de l'influence du bruit dans l'observation du profil asymptotique d'impulsions paraboliques, JNOG 2004, Paris, 25-27 Octobre, 310-312 (2004).

Bibliographie

- [1] A. Schawlow and C.H. Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940–1949, 1958.
- [2] R. Olshansky. Propagation in glass optical waveguides. *Reviews of Modern Physics*, 51(2):341–367, 1979.
- [3] A. Hasegawa and F. Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. *Applied Physics Letters*, 23(3):142–144, 1973.
- [4] V.E. Zakharov and A.B. Shabat. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media. *Soviet Physics JETP*, 34:62–69, 1972.
- [5] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Physical Review Letters*, 45(13):1095–1098, 1980.
- [6] E. Desurvire, J.R. Simpson, and P.C. Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier. *Optics Letters*, 12(11):888–890, 1987.
- [7] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, and D.N. Payne. Low noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm . *Electronics Letters*, 23(19):1026–1027, 1987.
- [8] C.R. Giles, E. Desurvire, J.R. Talman, J.R. Simpson, and P.C. Becker. 2-Gbit/s signal amplification at $\lambda=1.53 \mu\text{m}$ in an erbium-doped single-mode fiber amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, 7(4):651–656, 1989.
- [9] K. Tamura and M. Nakazawa. Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, 21(1):68–70, 1996.
- [10] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and A.M. Johnson. Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers. *Optics Letters*, 10(9):457–459, 1985.
- [11] V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.D. Harvey, and J.M. Dudley. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(3):461–469, 2002.
- [12] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M.L. Quiroga-Teixeiro. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(7):1185–1190, 1993.

-
- [13] C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, and J.C. Knight. Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm. *Optics Express*, 13(9):3236–3241, 2005.
 - [14] R. Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers, 2002.
 - [15] J.A. Buck. *Fundamentals of Optical Fibers*. Wiley-Interscience Publication, 2004.
 - [16] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, troisième édition, 2001.
 - [17] A.D. Polyanin and A.V. Manzhirov. *Handbook of Integral Equations*. CRC Press, 1998.
 - [18] S. C. Pinault and M. J. Potasek. Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 2(8):1318–1319, 1985.
 - [19] M.N. Islam, L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson, and H.T. Shang. Cross-phase modulation in optical fibers. *Optics Letters*, 12(8):625–627, 1987.
 - [20] R.R. Alfano, P.L. Baldeck, P.P. Ho, and G.P. Agrawal. Cross-phase modulation and induced focusing due to optical nonlinearities in optical fibers and bulk materials. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(4):824–829, 1989.
 - [21] R.H. Stolen and C. Lin. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 17(4):1448–1454, 1978.
 - [22] A.J. Taylor, G. Rodriguez, and T.S. Clement. Determination of n_2 by direct measurement of the optical phase. *Optics Letters*, 21(22):1812–1814, 1996.
 - [23] K.S. Kim, R.H. Stolen, W.A. Reed, and K.W. Quoi. Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers. *Optics Letters*, 19(4):257–259, 1994.
 - [24] A. Boskovic, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, L. Gruner-Nielsen, and O.A. Levring. Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at 1.55 μm . *Optics Letters*, 21(24):1966–1968, 1996.
 - [25] T.J. Drapela, D.L. Franzen, A.H. Cherin, and R.J. Smith. A comparison of far-field methods for determining mode field diameter of single-mode fibers using both Gaussian and Petermann definitions. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8):1153–1157, 1989.
 - [26] M. Artiglia, G. Coppa, P. Di Vita, M. Potenza, and A. Sharma. Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8):1139–1152, 1989.
 - [27] S. Jüngling and J.C. Chen. A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(9):2098–2105, 1994.
 - [28] Y.Z. He and F.G. Shi. Finite-difference imaginary-distance beam propagation method for modeling of the fundamental mode of photonic crystal fibers. *Optics Communications*, 225(1-3):151–156, 2003.
 - [29] R.H. Stolen and E.P. Ippen. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 22(6):276–278, 1973.
 - [30] D. Hollenbeck and C.D. Cantrell. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(12):2886–2892, 2002.
 - [31] M.N. Islam. *Raman Amplifiers for Telecommunications. 1, Physical Principles*. Springer, 2004.

- [32] N.R. Newbury. Pump-wavelength dependence of Raman gain in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 21(12):3364–3373, 2003.
- [33] M.N Islam. Raman amplifiers for telecommunications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(3):548–559, 2002.
- [34] N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a-few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(3):398–404, 2001.
- [35] A. Hasegawa and F. Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion. *Applied Physics Letters*, 23(4):171–172, 1973.
- [36] A. Hasegawa and W. Brinkman. Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(7):694–697, 1980.
- [37] D. Krökel, N.J. Halas, G. Giuliani, and D. Grischkowsky. Dark-pulse propagation in optical fibers. *Physical Review Letters*, 60(1):29–32, 1988.
- [38] O.V. Sinkin, R. Holzlöhner, J. Zweck, and C.R. Menyuk. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems. *Journal of Lightwave Technology*, 21(1):61–68, 2003.
- [39] G. Bosco, A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto. Suppression of spurious tones induced by the split-step method in fiber systems simulation. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(5):489–491, 2000.
- [40] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen. Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers. *Optics Express*, 10(20):1083–1098, 2002.
- [41] K. Saitoh and M. Koshiba. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window. *Optics Express*, 12(10):2027–2032, 2004.
- [42] P.V. Mamyshev and S.V. Chernikov. Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Optics Letters*, 15(19):1076–1078, 1990.
- [43] F. DeMartini, C.H. Townes, T.K. Gustafson, and P.L. Kelley. Self-steepening of light pulses. *Physical Review*, 164(2):312–323, 1967.
- [44] D. Grischkowsky, E. Courtens, and J.A. Armstrong. Observation of self-steepening of optical pulses with possible shock formation. *Physical Review Letters*, 31(7):422–426, 1973.
- [45] K.J. Blow and D. Wood. Theoretical description of transient stimulated Raman-scattering in optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(12):2665–2673, 1989.
- [46] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. The Press Syndicate of the University of Cambridge, deuxième édition, 2002.
- [47] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, and H.A. Haus. Raman response function of silica-core fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(6):1159–1166, 1989.

-
- [48] C. Headley III and G.P. Agrawal. Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(10):2170–2177, 1996.
 - [49] E.M. Dianov. Advances in Raman fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1457–1462, 2002.
 - [50] Y. Kang. *Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types*. PhD thesis, Faculty of the Virginia polytechnic Institute and state University, 2002.
 - [51] M.J.F. Digonnet. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*. Marcel Dekker, deuxième édition, 2001.
 - [52] G.P. Agrawal. Effect of gain dispersion and stimulated Raman scattering on soliton amplification in fiber amplifiers. *Optics Letters*, 16(4):226–228, 1991.
 - [53] G.P. Agrawal. Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers. *Physical Review A*, 44(11):7493–7501, 1991.
 - [54] S. Chi, C.W. Chang, and S. Wen. Femtosecond soliton propagation in erbium-doped fiber amplifiers: the equivalence of two different models. *Optics Communications*, 106(4-6):193–196, 1994.
 - [55] W. Hodel, J. Schütz, and H.P. Weber. Limits to the amplification efficiency of ultrashort fundamental solitons using Er-doped fibers. *Optics Communications*, 88(2-3):173–179, 1992.
 - [56] G.I. Barentblatt. *Scaling*. Cambridge University Press, 2003.
 - [57] G.I. Barentblatt. *Scaling, Self-similarity, and Intermediate Asymptotics: Dimensional Analysis and Intermediate Asymptotics*. Cambridge University Press, 1996.
 - [58] C.R. Menyuk, D. Levi, and P. Winternitz. Self-similarity in transient stimulated Raman scattering. *Physical Review Letters*, 69(21):3048–3051, 1992.
 - [59] D. Levi, C.R. Menyuk, and P. Winternitz. Similarity reduction and perturbation solution of the stimulated-Raman-scattering equations in the presence of dissipation. *Physical Review A*, 49(4):2844–2852, 1994.
 - [60] T.M. Monro, P.D. Miller, L. Poladian, and C. Martijn de Sterke. Self-similar evolution of self-written waveguides. *Optics Letters*, 23(4):268–270, 1998.
 - [61] H.T. Hattori, V.M. Schneider, and O. Lisboa. Cantor set fiber Bragg grating. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(9):1583–1589, 2000.
 - [62] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, and J.D. Harvey. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers. *Physical Review Letters*, 84(26):6010–6013, 2000.
 - [63] V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.M. Dudley, and J.D. Harvey. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers. *Optics Letters*, 25(24):1753–1755, 2000.
 - [64] A.C. Peacock. *Self-similar amplification and propagation of parabolic pulses in optical fibres*. PhD thesis, The University of Auckland, 2001.
 - [65] V.I. Kruglov, A.C. Peacock, and J.D. Harvey. Exact self-similar solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients. *Physical Review Letters*, 90(11):113902 1–4, 2003.

- [66] V.I. Kruglov, D. Méchin, and J.D. Harvey. Self-similar solutions of the generalized Schrödinger equation with distributed coefficients. *Optics Express*, 12(25):6198–6207, 2004.
- [67] S. Chen, L. Yi, D.S. Guo, and P. Lu. Self-similar evolution of parabolic, Hermite-Gaussian, and hybrid optical pulses: Universality and diversity. *Physical Review E*, 72:016622 1–5, 2005.
- [68] S. Chen and L. Yi. Chirped self-similar solutions of a generalized nonlinear Schrödinger equation model. *Physical Review E*, 71:016606 1–4, 2005.
- [69] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank. Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 1(2):139–149, 1984.
- [70] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J.M. Dudley. Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 10(5):1211–1218, 2004.
- [71] J.W. Nicholson, A.D. Yablon, P.S. Westbrook, K.S. Feder, and M.F. Yan. High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation. *Optics Express*, 12(13):3025–3034, 2004.
- [72] C. Finot and G. Millot. Synthesis of optical pulses by use of similaritons. *Optics Express*, 12(21):5104–5109, 2004.
- [73] C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation. *Optics Letters*, 30(14):1776–1778, 2005.
- [74] Y. Ozeki, K. Taira, K. Aiso, Y. Takushima, and K. Kikuchi. Highly flat supercontinuum generation from 2 ps pulses using 1 km-long erbium-doped fibre amplifier. *Electronics Letters*, 38(25):1642–1643, 2002.
- [75] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, and K. Kikuchi. Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 km-long erbium-doped fibre amplifier for application to multi-wavelength pulse sources. *Electronics Letters*, 40(18):1103–1104, 2004.
- [76] A.C. Peacock, R.J. Kruhlak, J.D. Harvey, and J.M. Dudley. Solitary pulse propagation in high gain optical fiber amplifiers with normal group velocity dispersion. *Optics Communications*, 206(1-3):171–177, 2002.
- [77] D.B.S. Soh, J. Nilsson, and A.B. Grudinin. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(1):10–19, 2006.
- [78] F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, H. Lim, F.W. Wise, and W.G. Clark. Generation of 50-fs, 5-nJ pulses at 1.03 μm from a wave-breaking-free fiber laser. *Optics Letters*, 28(15):1365–1367, 2003.
- [79] F.Ö. Ilday, F.W. Wise, and F.X. Kaertner. Possibility of self-similar pulse evolution in a Ti:sapphire laser. *Optics Express*, 12(12):2731–2738, 2004.
- [80] F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, W.G. Clark, and F.W. Wise. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser. *Physical Review Letters*, 92(21):213902 1–4, 2004.
- [81] C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley. Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers. *Optics Letters*, 29(21):2533–2535, 2004.

-
- [82] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.J. Fuchs, E.B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier. *Optics Express*, 10(14):628–638, 2002.
- [83] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, and K.P. Hansen. High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers. *Optics Communications*, 228(1-3):71–78, 2003.
- [84] A. Malinowski, A. Piper, J.H.V. Price, K. Furusawa, Y. Jeong, J. Nilsson, and D.J. Richardson. Ultrashort-pulse Yb³⁺-fiber-based laser and amplifier system producing >25-W average power. *Optics Letters*, 29(17):2073–2075, 2004.
- [85] C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J.M. Dudley. Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber. *Optics Express*, 11(13):1547–1552, 2003.
- [86] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(7):1049–1056, 1997.
- [87] T. Hirooka and M. Nakazawa. Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion. *Optics Letters*, 29(5):498–500, 2004.
- [88] D.H. Sutter, I.D. Jung, F.X. Kartner, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, and U. Keller. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 4(2):169–178, 1998.
- [89] L. Xu, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita. Programmable chirp compensation for 6-fs pulse generation with a prism-pair-formed pulse shaper. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(8):893–899, 2000.
- [90] F. Futami, Y. Takushima, and K. Kikuchi. Generation of 10 GHz, 200 fs Fourier-transform-limited optical pulse train from modelocked semiconductor laser at 1.55 μm by pulse compression using dispersion-flattened fibre with normal group-velocity dispersion. *Electronics Letters*, 34(22):2129–2130, 1998.
- [91] K.R. Tamura and K. Sato. 50-GHz repetition-rate, 280-fs pulse generation at 100-mW average power from a mode-locked laser diode externally compressed in a pedestal-free pulse compressor. *Optics Letters*, 27(14):1268–1270, 2002.
- [92] J.K. Ranka, A.L. Gaeta, A. Baltuska, M.S. Pshenichnikov, and D.A. Wiersma. Auto-correlation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode. *Optics Letters*, 22(17):1344–1346, 1997.
- [93] L.P. Barry, P.G. Bollond, J.M. Dudley, J.D. Harvey, and R. Leonhart. Autocorrelation of ultrashort pulses at 1.5 μm based on nonlinear response of silicon photodiodes. *Electronics Letters*, 32(20):1922–1923, 1996.
- [94] K. Kikuchi. Highly sensitive interferometric autocorrelator using Si avalanche photodiode as two-photon absorber. *Electronics Letters*, 34(1):123–125, 1998.
- [95] C. Xu, J.M. Roth, W.H. Knox, and K. Bergman. Ultra-sensitive autocorrelation of 1.5 μm light with single photon counting silicon avalanche photodiode. *Electronics Letters*, 38(2):86–88, 2002.

- [96] Y. Takagi, T. Kobayashi, K. Yoshihara, and S. Imamura. Multiple- and single-shot autocorrelator based on two-photon conductivity in semiconductors. *Optics Letters*, 17(9):658–660, 1992.
- [97] J.M. Roth and T.E. Murphy. Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube. *Optics Letters*, 27(23):2076–2078, 2002.
- [98] J.C.M. Diels, J.J. Fontaine, I.C. McMichael, and F. Simoni. Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy. *Applied Optics*, 24(9):1270–1282, 1985.
- [99] A. Rundquist, A. Efimov, and A.H. Reitze. Pulse shaping with the gerchberg-saxton algorithm. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(10):2468–2478, 2002.
- [100] J. Peatross and A. Rundquist. Temporal decorrelation of short laser pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 15(1):216–222, 1998.
- [101] D.J. Kane and R. Trebino. Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(2):571–579, 1993.
- [102] L. Gallmann, G. Steinmeyer, D.H. Sutter, N. Matuschek, and U. Keller. Collinear type II second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating for the characterization of sub-10-fs optical pulses. *optics Letters*, 25(4):269–271, 2000.
- [103] I.A. Roldán, I.G. Cormack, P. Loza-Alvarez, E.J. Gualda, and D. Artigas. Ultrashort pulse characterisation with SHG collinear-FROG. *Optics Express*, 12(6):1169–1178, 2004.
- [104] L.P. Barry, J.M. Dudley, P.G. Bollond, J.D. Harvey, and R. Leonhardt. Complete characterisation of pulse propagation in optical fibres using frequency-resolved optical gating. *Electronics Letters*, 32(25):2339–2340, 1996.
- [105] A. Kwok, L. Jusinski, M.A. Krumbügel, J.N. Sweetser, D.N. Fittinghoff, and R. Trebino. Frequency-resolved optical gating using cascaded second-order nonlinearities. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 4(2):271–277, 1998.
- [106] P.A. Lacourt, J.M. Dudley, J.M. Merolla, H. Porte, J.P. Goedgebuer, and W.T. Rhodes. Milliwatt-peak-power pulse characterization at 1.55 μm by wavelength-conversion frequency-resolved optical gating. *Optics Letters*, 27(10):863–865, 2002.
- [107] I. Will, P. Nickles, M. Schnuerer, M. Kalashnikov, and W. Sandner. Compact FROG system useful for measurement of multiterawatt laser pulses. *Optics Communications*, 132(1-2):101–106, 1996.
- [108] M.D. Thomson, J.M. Dudley, L.P. Barry, and J.D. Harvey. Complete pulse characterization at 1.5 μm by cross-phase modulation in optical fibers. *Optics Letters*, 23(20):1582–1584, 1998.
- [109] R. Trebino and D.J. Kane. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating. *Journal of the Optical Society of America A*, 10(5):1101–1111, 1993.
- [110] K.W. DeLong, D.N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler, and K. Wilson. Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections. *Optics Letters*, 19(24):2152–2154, 1994.

- [111] K.W. Delong, R. Trebino, J. Hunter, and W.E. White. Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation. *Journal of the Optical Society of America B*, 11(11):2206–2215, 1994.
- [112] D.J. Kane. Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(4):421–431, 1999.
- [113] D.J. Kane, J. Weston, and K.C.J. Chu. Real-time inversion of polarization gate frequency-resolved optical gating spectrograms. *Applied Optics*, 42(6):1140–1144, 2003.
- [114] J.W. Nicholson, F.G. Omenetto, D.J. Funk, and A.J. Taylor. Evolving FROGS: phase retrieval from frequency-resolved optical gating measurements by use of genetic algorithms. *Optics Letters*, 24(7):490–492, 1999.
- [115] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, and W.T. Vetterling. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, deuxième édition, 1992.
- [116] H. Anton. *Elementary linear algebra*. Wiley, huitième édition, 2000.
- [117] D.N. Fittinghoff, K.W. Delong, R. Trebino, and C.L. Ladera. Noise sensitivity in frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(10):1955–1967, 1995.
- [118] E. Desurvire. *Erbium doped fiber amplifiers: Principles and applications*. Wiley-Interscience, 1994.
- [119] W.L. Barnes, R.I. Laming, E.J. Tarbox, and P.R. Morkel. Absorption and emission cross section of Er^{3+} doped silica fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(4):1004–1010, 1991.
- [120] W.J. Miniscalco. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 9(2):234–250, 1991.
- [121] M. Nakazawa, E. Yamada, and H. Kubota. Coexistence of a self-induced-transparency soliton and a nonlinear Schrödinger soliton in a erbium-doped fiber. *Physical Review A*, 44(9):5973–5987, 1991.
- [122] R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russel, P.J. Roberts, and D.C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285:1537–1539, 1999.
- [123] C. Billet, J.M. Dudley, N Joly, J.C Knight, and Russel P.St J. Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fibre compression of optical similaritons around 1550 nm. *CLEO/Europe - EQEC*, 29B(CJ4-6-TUE), 2005.
- [124] A. Galvanauskas, M.E. Fermann, and D. Harter. High-power amplification of femtosecond optical pulses in a diode-pumped fiber system. *Optics Letters*, 19(16):1201–1203, 1987.
- [125] G.P. Agrawal. Amplification of ultrashort solitons in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2(12):875–877, 1990.
- [126] G.P. Agrawal. Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(6):562–564, 1992.
- [127] C. Finot and G. Millot. Collisions between similaritons in optical fiber amplifiers. *Optics Express*, 13(19):7653–7665, 2005.

- [128] J.H.V. Price, W. Belardi, T.M. Monro, A. Malinowski, A. Piper, and D.J. Richardson. Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source. *Optics Express*, 10(8):382–387, 2002.
- [129] J.D. Kafka and T. Baer. Prism-pair dispersive delay lines in optical pulse compression. *Optics Letters*, 12(6):401–403, 1987.
- [130] K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D.C. Johnson, and J. Albert. Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion. *Optics Letters*, 19(17):1314–1316, 1994.
- [131] A. Galvanauskas, M.E. Fermann, D. Harter, K. Sudgen, and I. Bennion. All fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings. *Applied Physics Letters*, 66(9):1053–1055, 1995.
- [132] F. Ouellette. Dispersion cancellation using linearly chirped bragg grating filters in optical waveguides. *Optics Letters*, 12(10):847–849, 1987.
- [133] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 11(24):3332–3337, 2003.
- [134] C.J.S. de Matos, S.V. Popov, A.B. Rulkov, J.R. Taylor, J. Broeng, T.P. Hansen, and V.P. Gapontsev. All-fiber format compression of frequency chirped pulses in air-guiding photonic crystal fibers. *Physical Review Letters*, 93(10):103901 1–4, 2004.
- [135] C.J.S. de Matos and J.R. Taylor. Chirped pulse Raman amplification with compression in air-core photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 13(8):2828–2834, 2005.
- [136] G.B. Arfken and H.J. Weber. *Mathematical Methods for Physicists*. Academic Press, quatrième édition, 1995.
- [137] C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen, and W.J. Tomlinson. Compression of femtosecond optical pulses. *Applied Physics Letters*, 40(9):761–763, 1982.
- [138] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J.C. Baggett, T.M. Monro, D.J. Richardson, and U. Keller. Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber. *Optics Letters*, 28(20):1951–1953, 2003.
- [139] D.B.S. Soh, J. Nilsson, and A.B. Grudinin. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. I. Stimulated Raman-scattering effects. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(1):1–9, 2006.
- [140] A. Yariv. *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, cinquième édition, 1997.

Résumé

L'autosimilarité et l'évolution asymptotique intermédiaire sont des caractéristiques fondamentales de divers phénomènes physiques. Les recherches dans le domaine de l'optique ont mené à la prévision et à l'observation du similariton, nouvelle classe d'impulsions optiques ultracourtes présentant un profil d'intensité parabolique et développée par celles-ci au cours de leur propagation dans un amplificateur fibré à dispersion normale. Au delà de leur intérêt scientifique, les similaritons optiques sont d'une importance pratique primordiale du fait que leur profil peut être maintenu sans distorsion dans toute fibre à dispersion normale active ou passive et parce qu'ils possèdent un chirp strictement linéaire facilitant leur compression.

Ce mémoire s'attache à mettre en évidence les possibilités d'obtention de ce profil dans un amplificateur à fibre dopée erbium. Les impulsions expérimentales caractérisées à l'aide d'un dispositif FROG présentent un profil d'intensité ainsi qu'une dérive fréquentielle en accord avec les résultats issus d'un modèle numérique. Nous avons aussi été en mesure d'étudier la formation des ailes du similariton durant son régime asymptotique intermédiaire.

Une application typique des similaritons consiste dans le développement de sources impulsionnelles ultracourtes; expérimentalement nous avons développé un dispositif femtoseconde totalement fibré combinant un amplificateur à similaritons et une fibre à bandes interdites photoniques.

Mots-clés : Similariton, impulsion parabolique, évolution autosimilaire, régime asymptotique intermédiaire, corrélation résolue en fréquence (FROG), fibre à bande interdite photonique.

Abstract

Self similarity and asymptotic evolution are key concepts of many physical phenomena. Recent research in optics has identified a new operating class of ultrashort pulse known as the optical similariton, a pulse with parabolic intensity profile generated during propagation in normal dispersion regime optical fiber amplifiers. As well as their intrinsic scientific interest, optical similaritons have significant practical application due to the fact they can propagate without distortion in any active or passive normal dispersion fiber, and their strictly linear chirp allows for efficient compression.

This thesis aims to study the generation of optical similaritons in an erbium doped fiber amplifier. The experimental pulses characterized with frequency resolved optical gating have shown an intensity profile and a frequency chirp in good accordance with numerical modelling. We have also determined the presence of exponential decaying wings during the intermediate asymptotic dynamics.

A typical use of similaritons is in the development of an ultrashort pulse source and, experimentally, we have also developed an all fiber femtosecond system by combining the similariton amplifier with photonic band-gap fiber technology.

Key words : Similariton, parabolic pulse, self-similar evolution, intermediate asymptotic regime, frequency resolved optical gating (FROG), photonic band-gap fiber.